

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Facultad de Ciencias Físicas
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



TESIS DOCTORAL

**Medida de momentos magnéticos mediante campos transitorios con
haces radiactivos en REX-ISOLDE.**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

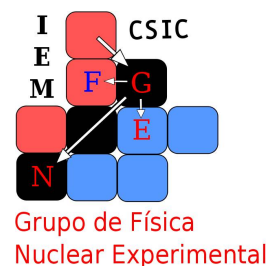
PRESENTADA POR

Andrés Illana Sisón

Director

Andrés Jungclaus

Madrid, 2014



Medida de momentos magnéticos mediante campos transitorios con haces radiactivos en REX-ISOLDE

*Memoria que presenta para optar al grado
de Doctor en Ciencias Físicas*

Andrés Illana Sisón

Universidad Complutense de Madrid
Instituto de Estructura de la Materia (IEM-CSIC)

Dirigida por:

Dr. Andrea Jungclauss

Instituto de Estructura de la Materia (IEM-CSIC)

Madrid, 18 de marzo de 2014

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Universidad Complutense de Madrid

A mi familia

Science! true daughter of Old Time thou art!
Who alterest all things with thy peering eyes.
Why preyest thou thus upon the poet's heart,
Vulture, whose wings are dull realities?

How should he love thee? or how deem thee wise,
Who wouldst not leave him in his wandering
To seek for treasure in the jewelled skies,
Albeit he soared with an undaunted wing?

Hast thou not dragged Diana from her car?
And driven the Hamadryad from the wood
To seek a shelter in some happier star?

Hast thou not torn the Naiad from her flood,
The Elfin from the green grass, and from me
The summer dream beneath the tamarind tree?
Sonnet to Science, Edgar A. Poe

¡Ciencia! ¡verdadera hija del tiempo tú eres!
que alteras todas las cosas con tus escrutadores ojos.
¿Por qué devoras así el corazón del poeta,
buitre, cuyas alas son obtusas realidades?

¿Cómo debería él amarte? o ¿cómo puede juzgarte sabia
aquel a quien no dejas en su vagar
buscar un tesoro en los enjoyados cielos,
aunque se elevara con intrépida ala?

¿No has arrebatado a Diana de su carro?
¿Ni expulsado a las Hamadríades del bosque
para buscar abrigo en alguna feliz estrella?

¿No has arrancado a las Náyades de la inundación,
al Elfo de la verde hierba, y a mí
del sueño de verano bajo el tamarindo?
Soneto a la ciencia, Edgar A. Poe

Índice

Índice	v
Índice de Figuras	xI
Índice de Tablas	xv
Agradecimientos	xix
1. Introducción	1
1.1. Modelos nucleares	3
1.1.1. Modelo de capas	4
1.1.1.1. Modelo de capas deformado	7
1.1.2. Modelos colectivos	10
1.1.2.1. Modelo vibracional	11
1.1.2.2. Modelo rotacional	12
1.2. Momento magnético nuclear	13
1.2.1. Momento magnético nuclear para el caso de núcleos impares	14
1.2.2. Momento magnético nuclear para el caso de núcleos par-par	16
1.3. Momentos magnéticos con haces radiactivos	18
1.3.1. Retroceso en el vacío (RIV)	19
1.3.2. Campos transitorios	20
1.3.3. Medidas realizadas con haces radiactivos	21

1.4. El ^{72}Zn y el interés que suscita la región $N = 40$	22
2. La técnica del factor g	31
2.1. Excitación Coulombiana	32
2.1.1. Cinemática asociada a la excitación Coulombiana	33
2.2. Correlaciones angulares perturbadas	35
2.2.1. Ángulo de precesión	37
2.3. Técnica de campos transitorios	38
2.3.1. Parametrizaciones del campo transitorio	40
2.3.2. Atenuación del campo transitorio	41
2.4. Medidas de momentos magnéticos con haces radiactivos	43
3. Montaje Experimental	47
3.1. La instalación ISOLDE	48
3.1.1. El post-acelerador REX-ISOLDE	49
3.2. La matriz de detectores γ MINIBALL	50
3.3. Cámara de reacción	52
3.3.1. Sistema de refrigeración	55
3.3.2. Campo magnético	57
3.3.3. Detectores de partículas	58
3.3.4. Conexiones	59
3.3.5. Problema de la radiactividad en el experimento	59
3.4. Montaje del experimento	61
3.4.1. Electrónica del experimento	66
3.4.1.1. Detector MINIBALL	66
3.4.1.2. Detectores de Silicio	67
3.5. Calibración	67
3.5.1. Calibración en energía de los detectores de partículas	68
3.5.2. Calibración en energía de los detectores de germanio	69
3.5.3. Eficiencia de los detectores de germanio	70

3.5.4.	Corrección Doppler	71
3.5.4.1.	Posición angular de los cristales y segmentos	72
4.	Análisis del experimento	77
4.1.	Preparación de los datos	77
4.2.	Determinación de la correlación angular	85
4.2.1.	Cálculo de la pendiente logarítmica	90
4.3.	La determinación del efecto	90
4.4.	Medición del ángulo de precesión	92
4.4.1.	Método de las diferencias	95
4.4.2.	Ángulo de precesión total	97
4.5.	Cálculo del factor giromagnético	100
5.	Discusión de los resultados	105
5.1.	¿Qué implica el valor de $g(2_1^+)$ obtenido?	105
5.2.	Sobre la técnica empleada	115
6.	Conclusiones	117
7.	English Summary	119
7.1.	G-Factor technique	120
7.1.1.	Coulomb excitation	120
7.1.2.	Perturbed Angular correlation	121
7.1.2.1.	Precession Angle	122
7.1.3.	Transient Field technique	123
7.1.3.1.	Transient field parametrizations	124
7.1.4.	G-Factor measure with Radioactive Ion Beams	124
7.2.	Experimental Setup	125
7.2.1.	Solution to the radioactivity problem	126
7.2.2.	Data preparation	127
7.3.	Analysis of the Experiment	128

7.3.1. G-factor result	130
7.4. Conclusions	132
A. Ecuaciones cinemáticas	133
B. Programa de cálculo: GFactorProg	137
C. Cálculo de errores	143
C.1. Tratamiento del error	143
C.1.1. Propagación del error	144
C.1.2. Definiciones útiles	144
C.1.2.1. Media y desviación	144
C.1.2.2. Media pesada	145
C.2. Ejemplos	145
C.2.1. Propagación del error en el ángulo θ_γ	145
C.2.2. Propagación del error en el Centro de Masas (CM)	146
C.2.2.1. Error en θ_{CM}	146
C.2.2.2. Error en $W_{CM}(\theta_{CM})$	147
C.2.3. Error en la propagación en la medida de momento magnético	147
C.2.3.1. Error en la razón de intensidades	147
C.2.3.2. Error en el efecto, ϵ	148
C.2.3.3. Error en la pendiente, $S(\theta)$	148
C.2.3.4. Error en la precesión angular, $\Delta\Phi$	149
C.2.3.5. Error en el factor giromagnético, g	149
D. Resumen de resultados	151
D.1. Resultados de las precesiones angulares (método convencional)	152
D.2. Resultados de las precesiones angulares (método de las diferencias)	158
D.3. Verificación de la razón y el efecto	158
D.4. Ángulos de precesión calculados en la capa de Gadolinio y de Tántalo	161

Índice de Figuras

1.1. Tabla de nucleidos	2
1.2. Esquema de niveles en el modelo de capas para varios potenciales	6
1.3. Diagrama de Nilsson para Z o $N \leq 50$	8
1.4. Esquema de los números cuánticos para el modelo de Nilsson	9
1.5. Esquema de las diferentes formas y vibraciones nucleares	10
1.6. Comparación entre los valores experimentales y los calculados para el momento magnético para núcleos con Z o N impar	15
1.7. Esquema sobre la técnica de retroceso en el vacío (RIV)	19
1.8. Esquema sobre la técnica de campos transitorios (TF)	21
1.9. Región de nuestro interés de la tabla de nucleidos	23
1.10. Valores de la energía del estado 2_1^+ y su probabilidad asociada, $B(E2\downarrow)$, en la región de interés, para $Z \geq 28$	25
1.11. Factores giromagnéticos experimentales de la cadena de isótopos del Zn	26
1.12. Valores de la energía del estado 2_1^+ y su probabilidad asociada, $B(E2\downarrow)$, en la región de interés, para $Z \leq 28$	28
1.13. Evolución del estado fundamental y de los primeros estados excitados en la cadena de isótopos de Cu con A impar	29
2.1. Esquema clásico de la excitación Coulombiana entre dos núcleos	32
2.2. Esquemas de la cinemática estándar e inversa en la excitación Coulombiana	34
2.3. Desplazamiento de la correlación angular cuando un campo magnético es aplicado en dos direcciones distintas	35

2.4. Esquema del efecto que induce el campo transitorio en un ión que lo atraviesa	38
2.5. Evolución del campo transitorio dependiendo de la velocidad del ión en el gadolinio	39
2.6. La atenuación, G_{beam} , para el hierro y el gadolinio	42
2.7. Estimación teórica de la radiación detectada por un detector γ	44
3.1. Diagrama de la zona experimental de ISOLDE, desde donde impactan los protones del PS-Booster hasta el final de REX-ISOLDE	49
3.2. Esquema del sistema de post-aceleración REX-ISOLDE	50
3.3. Geometría y apariencia de los cristales y grupos de cristales de MINIBALL	51
3.4. Estructura de la matriz de MINIBALL	51
3.5. Esquema del exterior de la cámara de reacción y del montaje experimental .	53
3.6. Esquema del interior de la cámara de reacción	54
3.7. Magnetización del gadolinio respecto a la temperatura y el esquema del sistema de refrigeración y de campo magnético juntos	56
3.8. Esquema del circuito magnético construido para la cámara de reacción . . .	57
3.9. Detector DSSSD utilizados en la cámara de reacción	58
3.10. Resultados de la fracción de partículas que quedan por implantarse dependiendo del ángulo polar, θ , para ambos blancos	60
3.11. Resultados de la simulación de implantación de ^{72}Zn en la cámara, para cada blanco	61
3.12. Esquemas de la disposición de los DSSSD's respecto al blanco durante el experimento	63
3.13. Cálculos de la energía y de la sección eficaz diferencial del del experimento .	64
3.14. Esquema de la disposición de los <i>clusters</i> de MINIBALL respecto a la línea del haz	64
3.15. Esquema detallado de la disposición los cristales, grupos de segmentos y segmentos respecto a la línea del haz	65
3.16. Espectros de energía calibrado y sin calibrar de una banda de uno de los detectores	68
3.17. Espectros de energía calibrados y sin calibrar para un cristal de MINIBALL	70
3.18. Curva de eficiencia para la suma de todos los cristales de MINIBALL	71

3.19. Espectros γ para un haz de ^{22}Ne con y sin corrección Doppler	73
4.1. Espectro de energía γ de la suma de todos los cristales a medias y bajas energías	78
4.2. Matriz de partículas. Energía respecto a la banda trasera de cada DSSSD .	79
4.3. Espectro de energía de una banda trasera cualquiera	80
4.4. Matriz de energía de las partículas respecto a la energía de la radiación γ .	81
4.5. Matriz de energía γ respecto a la diferencia temporal partícula- γ	82
4.6. Diversas proyecciones de la matriz Energía γ respecto la diferencia temporal partícula- γ	83
4.7. Espectros γ de la suma total de los segmentos aplicado todas las condiciones para ambos blancos	84
4.8. Ajuste de la correlación angular para cada blanco y cada grupo de detección	87
4.9. Comparación de las correlaciones angulares normalizadas para todos los grupos de detección y para ambos blancos	88
4.10. Correlación angular para la transición ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) sólo a nivel de cristales para ambos blancos	89
4.11. Ángulos de precesión experimentales usando la razón simple para cada blanco y grupo de detección	93
4.12. Ángulos de precesión experimentales usando la razón doble para cada blanco y grupo de detección	94
4.13. Ejemplo de los espectros de energía γ suma y diferencia empleados en el método de las diferencias, únicamente a nivel de los cristales	95
4.14. Comparación visual de la precesión angular medida por ambos métodos para ambos blancos, sólo a nivel de los cristales	96
4.15. Comparación de la correlación angular normalizada entre las partículas paradas en cada capa y sin separarlas por capas, únicamente a nivel de los cristales	98
4.16. Comparación de la precesión angular entre las partículas paradas en la capa del Gd, las paradas en el Ta y las medidas anteriormente, únicamente a nivel de los cristales	99
4.17. La atenuación del campo transitorio, G_{beam} , para el gadolinio	101
5.1. Factores giromagnéticos experimentales y teóricos en la cadena del Zn . . .	106

5.2.	Factores giromagnético experimentales normalizados al límite hidrodinámico	107
5.3.	Factores giromagnético experimentales contrastados con el modelo IBM-II	108
5.4.	Energía del primer estado 2^+ de los núcleos $30 \leq Z \leq 38$ en función del número neutrónico	110
5.5.	Energía del primer estado $9/2^+$ de los núcleos con Z impar en función del número neutrónico	111
5.6.	Probabilidad de transición, $B(E2\downarrow)$, y parámetro de deformación, β_{rms} , a lo largo del número neutrónico para distintos núcleos	111
5.7.	Energía de los distintos niveles tanto para Zn como el Ge a lo largo de sus cadenas de isótopos	112
5.8.	Determinación de los factores R_{42} , R_{22} y $S(432)$ en función del número neutrónico para el Zn y el Ge	114
7.1.	Total energy γ spectrum summing all segments with the prompt gate for each targets	129
A.1.	Diagrama de la cinemática tanto en el sistema del laboratorio como en el Centro de Masas (CM)	133
B.1.	Muestra los parámetros necesarios para que el programa “GFactorProg” funcione	138
B.2.	Muestra los parámetros necesarios que ha de tener el archivo “InputFile” para que el programa “GFactorProg” funcione	139
B.3.	Muestra los valores de salida del programa “GFactorProg” para el caso del blanco fino. Parte 1	140
B.4.	Muestra los valores de salida del programa “GFactorProg” para el caso del blanco fino. Parte 2	141

Índice de Tablas

1.1. Resumen de los diversos experimentos de momentos magnéticos con haces radiactivos realizados hasta la fecha	22
3.1. Composición de los blancos usados durante el experimento	62
3.2. Energías e intensidades de las líneas de desintegración de la fuente de partículas α empleada para calibraciones	68
3.3. Energía e intensidad de cada una de las transiciones γ de una fuente de ^{152}Eu empleada en la calibración de los detectores de germanio	69
3.4. Posición angular θ_γ y ϕ_γ para cada cristal de MINIBALL	74
3.5. Posición angular θ_γ y ϕ_γ para cada segmento de los cristales de MINIBALL	75
4.1. Sinopsis de la estadística del experimento	85
4.2. Parámetros del ajuste de la corrección angular para cada grupo de detección, blanco grueso	88
4.3. Parámetros del ajuste de la corrección angular para cada grupo de detección, blanco fino	88
4.4. Parámetros del ajuste de la corrección angular para cada blanco, sólo para cada cristal	89
4.5. Razón y efecto de verificación para todos los grupos de detección y para ambos blancos	91
4.6. Resumen de la media pesada para los ángulos de precesión medidos para cada blanco y cada grupo de detección.	92
4.7. Resumen de los ángulos de precesión deducido mediante ambos métodos y para ambos blancos, únicamente a nivel de los cristales	96

4.8. Parámetros de ajuste de las correlaciones angulares para cada capa	98
4.9. Resultado final de las precesiones angulares medidas en distintas capas del blanco	99
4.10. Valores para la obtención de la atenuación, G_{beam} , para cada blanco	101
4.11. Resultados del factor giromagnético para cada blanco	102
4.12. Rango de velocidades del ^{72}Zn para cada blanco	102
7.1. Precession angle summarized for each target and group of detection	130
7.2. G_{beam} attenuation approximations for each target	131
7.3. G-factor results for each target	131
D.1. Razón simple, efecto y ángulo de precesión para cada blanco, sólo para cada cristal de los detectores	152
D.2. Razón doble, efecto y ángulo de precesión para cada blanco, sólo para cada cristal de los detectores	152
D.3. Razón simple, efecto y ángulo de precesión para cada blanco, sólo para los grupos de segmentos	153
D.4. Razón doble, efecto y ángulo de precesión para cada blanco, sólo para los grupos de segmentos	154
D.5. Razón simple, efecto y ángulo de precesión para cada blanco, sólo para los segmentos del lado izquierdo	155
D.6. Razón simple, efecto y ángulo de precesión para cada blanco, sólo para los segmentos del lado derecho	156
D.7. Razón doble, efecto y ángulo de precesión para cada blanco, sólo para los segmentos	157
D.8. Ángulo de precesión. Comparación de ambos métodos para cada blanco, sólo para cada cristal de los detectores	158
D.9. Verificación de la razón y el efecto para cada blanco, sólo para cada cristal de los detectores	158
D.10. Verificación de la razón y el efecto para cada blanco, sólo para los grupos de segmentos	159
D.11. Verificación de la razón y del efecto para cada blanco, sólo para los segmentos	160

D.12.Comparación de los ángulos de precesión entre los previamente calculados y los obtenidos en las diferentes capas donde son parados los núcleos	161
--	-----

Agradecimientos

Antes de nada, quisiera dedicar un momento a agradecer a todos aquellos, que de alguna forma, han hecho posible que esta tesis haya llegado a buen puerto.

En primer lugar he dar las gracias a mi directora de la tesis, Andrea Jungclaus, por toda la ayuda, orientación y enseñanzas que durante estos años me ha brindado a costa de su tiempo y paciencia. Además de estarle siempre agradecido por la fantástica oportunidad de me concedió para hacer la tesis en este campo, la física nuclear, y ponerme delante de mis ojos, el fascinante mundo de la física nuclear experimental. Por todo ello gracias Andrea.

Por otra parte, el experimento que dio lugar a mi tesis, nunca hubiera podido llevarse a cabo sin el gran esfuerzo, dedicación y noches casi sin dormir que le dedicamos durante meses. Con un gran sacrificio por parte de todos los que estuvimos involucrados. He de mencionar especialmente a Andrea, Riccardo, Ángel y al resto de colaboración que aportó su granito de arena en algún momento determinado, incluyendo al taller mecánico del IEM-CSIC.

En el día a día, más allá de los momentos sociales tradicionales, café, comidas o medias tardes, he de dar un millón de gracias a Riccardo, por su guía, consejo y momentos llenos de anécdotas que hemos tenido durante el tiempo que estuvimos compartiendo despacho y posteriormente, aunque estuviera a miles de kilómetros siempre le he tenido cerca. Y en mi último año a mi actual compañero de despacho, Jan, que me ha soportado en la dura tarea de escribir una tesis.

Durante el tiempo que me ha llevado la tesis he conocido a gente maravillosa y muy especial que de alguna forma me ha marcado y ayudado durante estos años, tanto en los días malos como en los más felices. Por ello a mis compañeros y amigo: Riccardo, Jose Antonio, Jose, Jan, Mariano, Vicente, Guille, Gloria, Ángel, Kike y Mario gracias por vuestro apoyo, ayuda y sobretodo por vuestra comprensión. De todos vosotros me llevo grandes momentos que me habéis regalado durante estos tres años, además de vuestra amistad y cariño. Además, he de mencionar la ayuda que en algún momento, durante

estos poco más de tres años, he recibido por parte de M^aJosé y Olof, y que siempre estaré agradecido.

También he de agradecer a todos mis amigos y gente cercana fuera de este mundo, que siempre han intentado que no perdiera el rumbo de la realidad y que, a lo largo de este tiempo, no he parado de recibir palabras de apoyo por parte de ellos. ¡Muchas gracias!

Y como no, a mi familia, que siempre ha estado a mi lado, y que sin su apoyo nunca hubiera llegado a ser lo que soy ahora.

Por último, este trabajo no podría haberse llevado a cabo sin la financiación y apoyo del Ministerio de Ciencia e Innovación a través de los proyectos: FPA2009-13377-C02 y FPA2011-29854-C04.

Madrid, 6 de Marzo de 2014

Introducción

La evolución de la humanidad ha estado, desde sus inicios, ligada al desarrollo de la ciencia. Desde su origen hasta la actualidad, la ciencia ha sido el motor de la evolución humana, comenzando con las primeras observaciones realizadas por nuestros ancestros en la prehistoria, hasta los últimos avances tecnológicos realizados en el último siglo. La evolución, al igual que la ciencia, ha estado supeditada siempre a los vaivenes de la condición humana, así como a sus periodos de oscurantismo, olvidándose de su objetivo principal, el conocimiento y la comprensión tanto de la vida como del universo. En el estudio del universo, la física adquiere un papel principal, entre las diversas disciplinas que la componen se encuentra la rama que engloba esta tesis, la física nuclear.

Cómo es bien sabido, el núcleo atómico es uno de los sistemas más complejos existentes en la naturaleza, del cual la humanidad aun continua intentando esclarecer sus misterios. Desde las primeras observaciones realizadas por los precursores de la física nuclear moderna a inicios del siglo XX, hasta la actualidad, la humanidad y en concreto la comunidad científica, ha acometido un esfuerzo sin parangón en el camino del conocimiento.

Englobado en dicho afán, a lo largo de los años, han sido desarrolladas diversas técnicas que han permitido el estudio de distintas propiedades nucleares, así como el descubrimiento de diversos fenómenos físicos, dando lugar a un gran avance no solamente en la física básica, sino también en la vida cotidiana. Una de tantas propiedades, y en la que se centra este estudio, es el momento magnético nuclear. A lo largo de esta tesis, se mostrará el papel que juega el momento magnético en la estructura nuclear y como ha de ser interpretado,

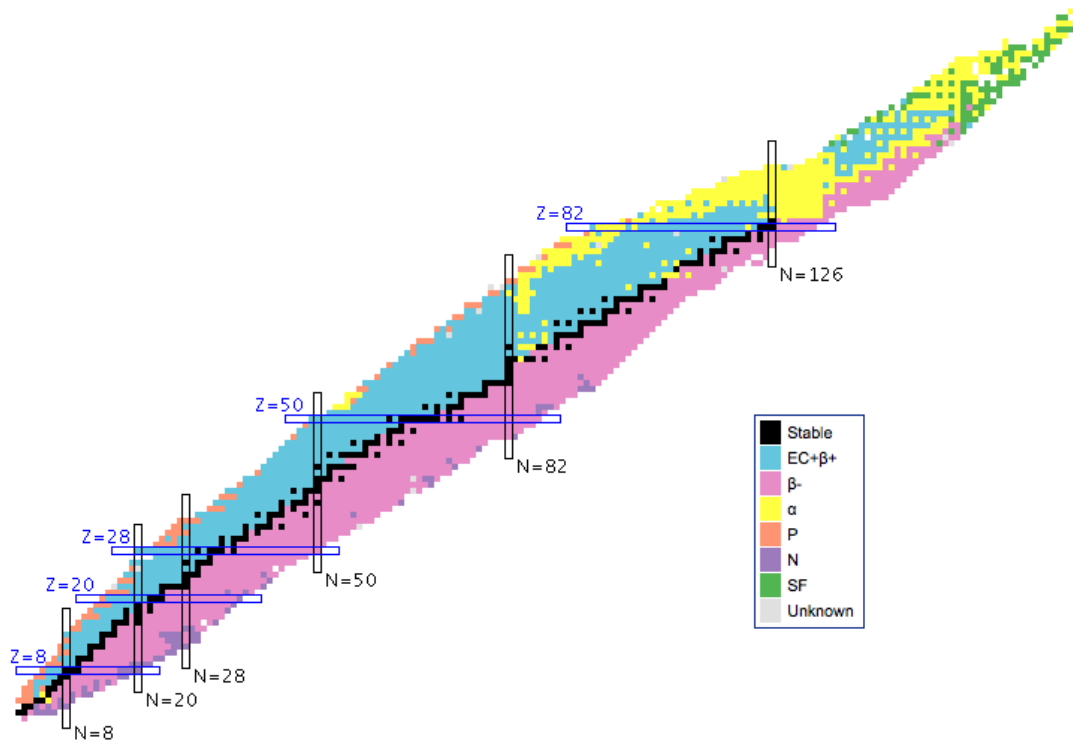


Figura 1.1: Muestra la tabla completa de nucleidos, siendo el eje x , el número de neutrones, N , y el eje y el número de protones, Z . Como se muestra en la leyenda, el color negro define los núcleos estables. El resto de colores identifica el tipo de decaimiento más probable para el resto de isótopos. Los recuadros de color negro y azul marcan los números mágicos para neutrones y protones, respectivamente.

así como las diversas técnicas empleadas para su medición. Especialmente, este trabajo se centrará en una parte aún poco explotada, como es la medida de momentos magnéticos de núcleos exóticos. Por ello, tanto las peculiaridades que posee la técnica de medida de momentos magnéticos, así como por ejemplo el efecto que conlleva emplear haces radiactivos, serán analizados con sumo detalle a lo largo de estas páginas.

Es interesante comentar que, a lo largo de más de un siglo han sido identificados, caracterizados y estudiados casi 300 núcleos estables y más de 2200 núcleos exóticos o radiactivos, pudiendo ser expuestos todos a la vez en una misma tabla, la llamada carta de Segré o tabla de isótopos, ver figura 1.1. Como se puede apreciar en dicha figura, aparecen regiones delimitadas por ciertos valores que denominaremos números mágicos.

El caso de estudio que nos ocupa, comprende la región rica en neutrones próxima al níquel, el cual, como sabemos, posee un número protónico $Z = 28$. En concreto, el estudio se centrará de un isótopo del zinc, que en este caso posee un $Z = 30$, próximo al isótopo de níquel, ^{68}Ni . Dicho estudio está motivado por las peculiaridades observadas en el ^{68}Ni ,

al cual algunos autores le otorgaron la propiedad de cierre de subcapa, para $N = 40$. Este punto ha suscitado un gran interés durante varios años, en consecuencia ha sido y sigue siendo foco de discusión y estudio [SLD⁺02, LTN⁺03, LNPS10, RLL⁺12, BGJ⁺12], por parte de la comunidad científica. Por ende, para conocer la influencia del ^{68}Ni en su vecindad, nos adentraremos en el estudio del ^{72}Zn . Dicho núcleo posee dos protones y dos neutrones más que el ^{68}Ni , y por tanto nos confiere una valiosa información sobre el comportamiento del isótopo de níquel con $N = 40$.

Para enmarcar este trabajo en el contexto de la estructura nuclear, primeramente se darán unas pequeñas pinceladas a los conceptos básicos necesarios para su comprensión. Para ello, se expondrán diversos modelos nucleares tales como el modelo de capas o el modelo de Nilsson, así como explicar, brevemente, las estructuras colectivas. Se dará a su vez una definición del momento magnético y se mostrará en detalle el comportamiento de los núcleos que están alrededor del ^{68}Ni . En concreto, serán mencionados ciertos resultados para los núcleos con menor y mayor número atómico respecto al níquel, pero próximos o en la región del $N \sim 40$.

Seguidamente, la técnica empleada en la medida de momentos magnéticos será explicada con todo detalle, haciendo hincapié en las peculiaridades que ésta adquiere al ser utilizada en combinación con haces radiactivos, así como las consecuencias que tiene en la medición. Posteriormente, se expondrá el montaje experimental, incluyendo una amplia exposición sobre una nueva cámara de reacción, la cual fue diseñada y construida íntegramente por el grupo de física nuclear experimental del Instituto de Estructura de la Materia (IEM-CSIC) para este tipo de experimentos. A continuación, se comenzará con la preparación de los datos, que consistirá en la calibración y determinación de la posición de todos los elementos utilizados. Posteriormente, el análisis de los datos será expuesto con sumo detalle, así como todas las verificaciones realizadas de los resultados obtenidos a cada paso y culminando con el cálculo del momento magnético.

Para concluir, los resultados obtenidos del análisis serán recopilados y discutidos, haciendo énfasis en dos puntos importantes. Por un lado se profundizará en la estructura nuclear del ^{72}Zn y sus implicaciones respecto al valor del factor giromagnético obtenido. Y por otro lado, la validez así como las conclusiones que pueden ser extraídas de la técnica empleada para la medición de momentos magnéticos con haces radiactivos con vida media relativamente corta.

1.1. Modelos nucleares

Como ya ha sido mencionado con anterioridad, la dificultad principal en la caracterización teórica del núcleo reside en la resolución del problema de varios cuerpos. Por ende, a lo largo de casi un siglo se han desarrollado distintos modelos que intentan describir

por completo la estructura nuclear. Históricamente y por sencillez, el primer caso que se estudió en detalle fue el deuterón mediante la interacción nucleón-nucleón, siendo ésta originada por procesos de intercambio de mesones propuesto por *H. Yukawa* en 1935 [Yuk35]. Evidentemente, dicha interacción es insuficiente si se desea explicar núcleos más allá del deuterio. Por lo tanto, partiendo de esta necesidad se comenzó a proponer distintos modelos nucleares. Entre todos ellos cabe mencionar los que se exponen a continuación y que posteriormente nos serán útiles en la interpretación teórica de los resultados.

1.1.1. Modelo de capas

Partiendo de lo ya conocido sobre la física atómica, y como primera aproximación, *W.N. Elsassner* en 1934 intentó extender el modelo de capas atómico al caso nuclear con sus consabidas complicaciones [Els34]. Para ello, se propuso un modelo en el que no existía interacciones entre los nucleones, y donde se generaba la ocupación de los distintos niveles de energía al resolver la ecuación de *Schrödinger* aplicando un potencial de pozo infinito. Esta primera suposición permite la existencia de niveles degenerados, los cuales serán llenados conforme al principio de Pauli. A priori dicha aproximación se consideró plausible aunque según se iban realizando diversos experimentos se comenzó a observar la importancia de las interacciones entre los nucleones libres y el núcleo, llegando a ser del mismo orden que las producidas por los nucleones entre sí. En consecuencia, durante unos años se apartó dicho modelo.

Con el tiempo, en 1948, *M. Goepfert-Mayer* dio un nuevo impulso al modelo de capas tras observar la existencia de ciertos números mágicos o cierres de capas, no sólo para núcleos ligeros, sino que observó la existencia de los números: 20, 50, 82 y 126 tanto en el caso de los protones como en los neutrones [GM48]. Como consecuencia de este nuevo empuje, fue la misma *M. Goepfert-Mayer* en [GM49] y *Haxel, Jensen y Suess* en [HJS49] los primeros que introdujeron formalmente el *Modelo de Capas Nuclear*.

El modelo de capas nuclear está basado en el modelo atómico, el cual dicta que las partículas no se mueven de forma aleatoria como en un gas de Fermi, sino que se encuentran dispuestas en órbitas siguiendo las leyes de la mecánica cuántica. En el caso del modelo atómico, las órbitas atómicas están estabilizadas por el campo Coulombiano creado por el núcleo, el cual se considera como un campo externo, y por tanto la ecuación de *Schrödinger* para dicho potencial puede ser resuelta sin mayor complicación. Por otro lado en el caso nuclear, los nucleones que conforman el núcleo se encuentran en movimiento sobre el campo que ellos mismos generan. Además, otra diferencia importante es el movimiento de los nucleones, como sabemos los electrones se mueven libremente por órbitas bien definidas sin casi posibilidad de colisión entre electrones de la misma capa. En cambio, en el caso nuclear, un simple nucleón puede sufrir diversas colisiones a lo largo de su trayectoria en el

1.1 Modelos nucleares

interior del núcleo, además de interaccionar mediante la fuerza fuerte con otros nucleones afectando todo ello al potencial nuclear.

Por lo tanto y teniendo en consideración todas estas apreciaciones, para la resolución de la ecuación de *Schrödinger*, en el marco del modelo de capas, ha de considerarse de un hamiltoniano H , definido como

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i<j}^A V_{ij} \quad (1.1)$$

donde T_i es la energía cinética de la partícula i , V_{ij} es el potencial producido por la interacción entre varios cuerpos, siendo este hamiltoniano por lo general imposible resolverlo. Una primera aproximación es considerar el llamado *campo medio*, dicho campo medio representa un campo externo, U_i , que reemplaza la interacción de una partícula arbitraria con el resto. Y por tanto, el hamiltoniano de la ecuación (1.1) puede reescribirse de la siguiente forma

$$H = \underbrace{\sum_{i=1}^A (T_i + U_i)}_{\text{Modelo de capas sencillo, } H_0} + \underbrace{\sum_{i<j}^A V_{ij} - \sum_{i=1}^A U_i}_{\text{Interacción residual}} \quad (1.2)$$

Considerando únicamente la primera parte del hamiltoniano, H_0 , y resolviendo la ecuación de Schrödinger, se obtienen los diversos niveles de energía, los cuales se encuentran degenerados siguiendo el principio de Pauli y por tanto el número de nucleones por cada nivel vendrá dado por el factor $2(2l + 1)$. Históricamente se eligió inicialmente como potencial el pozo infinito, del cual se extraen las siguientes capas: 2, 8, 20, 34, 58, 92 y 138, no llegando a obtenerse todos los números mágicos conocidos. Pero si se considera un potencial sencillo basado en el oscilador armónico, en este caso se obtienen las capas: 2, 8, 20, 40, 70, 112 y 168. En este último caso, y a pesar de incluir la degeneración de los distintos niveles, es necesario incluir otra interacción en el potencial para ser capaces de reproducir los números mágicos observados experimentalmente.

$$V_{SO}(r) = -V(r) \cdot (\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (1.3)$$

Si además de considerar la degeneración de los niveles, añadimos al potencial un término de interacción espín-órbita, $\vec{l} \cdot \vec{s}$, como se define en la ecuación (1.3), donde $V(r)$ es el potencial nuclear central y \vec{l} y \vec{s} son el momento angular orbital y el espín, respectivamente. Para este caso se obtiene una degeneración, $(2j + 1)$, para cada orbital, siendo j el momento angular total, pudiendo ser reproducidos los números mágicos. Aunque es importante señalar que el potencial más realista es el denominado potencial de Woods-Saxon, que se define según la ecuación (1.4).

$$V_{WS}(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{[(r-R)/a]}} \quad (1.4)$$

donde R es el radio medio definido como $R = 1.25 \cdot A^{1/3}$ y a es el parámetro de difusión, que se define como la distancia por la cual el potencial, V_0 , se reduce de un 90 % a un 10 %. Por lo general se adopta para a un valor de 0.524 fm.

En definitiva, tomando el potencial U_i como la suma del potencial de Woods-Saxon, V_{WS} , y la interacción espín-órbita, V_{SO} , y calculando el valor esperado para cada uno de los niveles de energía se obtienen los números mágicos ya conocidos (2, 8, 20, 28, 50, 82 y 126) además de predecir un número aún no observado, el 184, al encontrarse dicho valor en la región de los núcleos superpesados [Kra88]. En la figura 1.2 se muestra la comparación de los distintos esquemas de niveles. Conviene mencionar que los núcleos que poseen uno o dos de estos números mágicos, ya sea para protones, para neutrones o ambos, son llamados núcleos mágicos o doblemente mágicos, respectivamente.

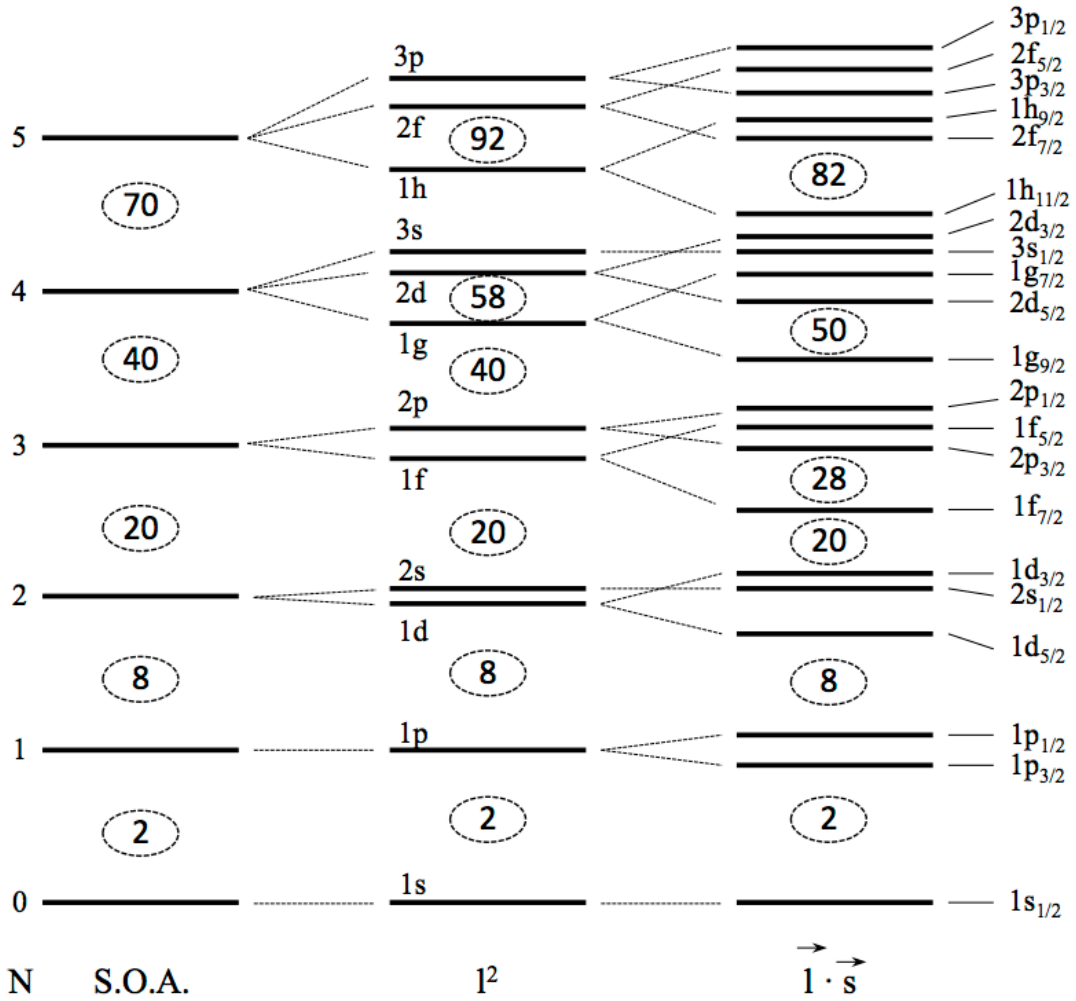


Figura 1.2: Esquema de niveles en el modelo de capas para varios potenciales. De izquierda a derecha, potencial del oscilador armónico, un potencial Woods-Saxon con una degeneración $2(2l+1)$ en el medio y a la derecha el mismo potencial pero añadiendo la interacción espín-órbita [Cas00].

Por otro lado, el término V_{ij} de la interacción residual, V_{res} , puede ser dividido en tres contribuciones. El potencial de un núcleo inerte conformado por los nucleones que no interaccionarán entre ellos ni con el núcleo mismo. Otra contribución será la producida entre los nucleones libres o de valencia y el núcleo. Y por último el potencial de interacción existente entre las partículas de valencia. La suma de dichas contribuciones genera una gran complejidad, no fácilmente resoluble, en el cálculo de la función de onda para cada estado.

Además, considerando la gran efectividad del modelo de capas para los cálculos de núcleos ligeros, y viendo la necesidad de extenderlo a núcleos más pesados, es necesario considerar otras aproximaciones adicionales. Una simplificación, que permite obtener unos resultados aceptables, es definir un espacio de valencia más simple. Dependiendo de cada caso, se ha observado que no es necesario considerar que los nucleones de valencia pueden acceder a cualquier estado y por tanto se reduce el tamaño de la matriz a diagonalizar, simplificando, si cabe, la resolución de la ecuación de *Schrödinger*.

Se ha comprobado la efectividad del modelo de capas al describir las propiedades de núcleos mágicos o próximos a ellos con pocos nucleones de valencia [Tal93] permitiendo entre otras propiedades estimar niveles de energía, probabilidades de transición electromagnética, momentos magnéticos, intensidades de decaimientos beta y secciones eficaces de reacción. Pero más allá de los cierres de capas las propiedades colectivas son apreciables y por tanto determinantes en la conformación del núcleo.

1.1.1.1. Modelo de capas deformado

El modelo de capas deformado por excelencia es el modelo de Nilsson siendo éste una importante y satisfactoria extensión del modelo de capas más allá del cierre de capas que fue desarrollado por *S.G. Nilsson* en 1955 [Nil55]. Dicho modelo está basado en un potencial con deformación axial, V_N , descrito como

$$V_N(r) = -\frac{1}{2} \cdot M \cdot (\omega_x^2 \cdot x^2 + \omega_y^2 \cdot y^2 + \omega_z^2 \cdot z^2) \quad (1.5)$$

siendo M la masa promedio de un nucleón, x , y y z son las coordenadas intrínsecas y ω_x , ω_y y ω_z son las frecuencias de oscilación para cada coordenada. Evidentemente la interacción espín-órbita también ha de ser considerada. Por otro lado, se ha de asumir un eje de simetría, que por convenio es el eje z , por lo que se puede definir que $\omega_x = \omega_y$, en la referencia [Ber07], por ejemplo, se explica en más detalle este caso.

Es interesante mencionar, que en este caso la deformación rompe la degeneración $(2j+1)$ de los estados del modelo de capas, dando lugar a órbitas únicamente compuestas por dos fermiones, las cuales evolucionan dependiendo del parámetro de deformación cuadrupolar de Nilsson, ϵ_2 . La deformación cuadrupolar puede relacionarse con el parámetro de

deformación axial, β , mediante la ecuación (1.6). Cada órbita, al variar el parámetro de deformación, como se aprecia en la figura 1.3, varía su posición llegando a entrecruzarse los distintos niveles y en consecuencia variando el esquema de llenado de cada capa. El parámetro β , y en consecuencia el ϵ_2 , están, a su vez, relacionados con la deformación del núcleo, como se mostrará en el apartado 1.1.2.

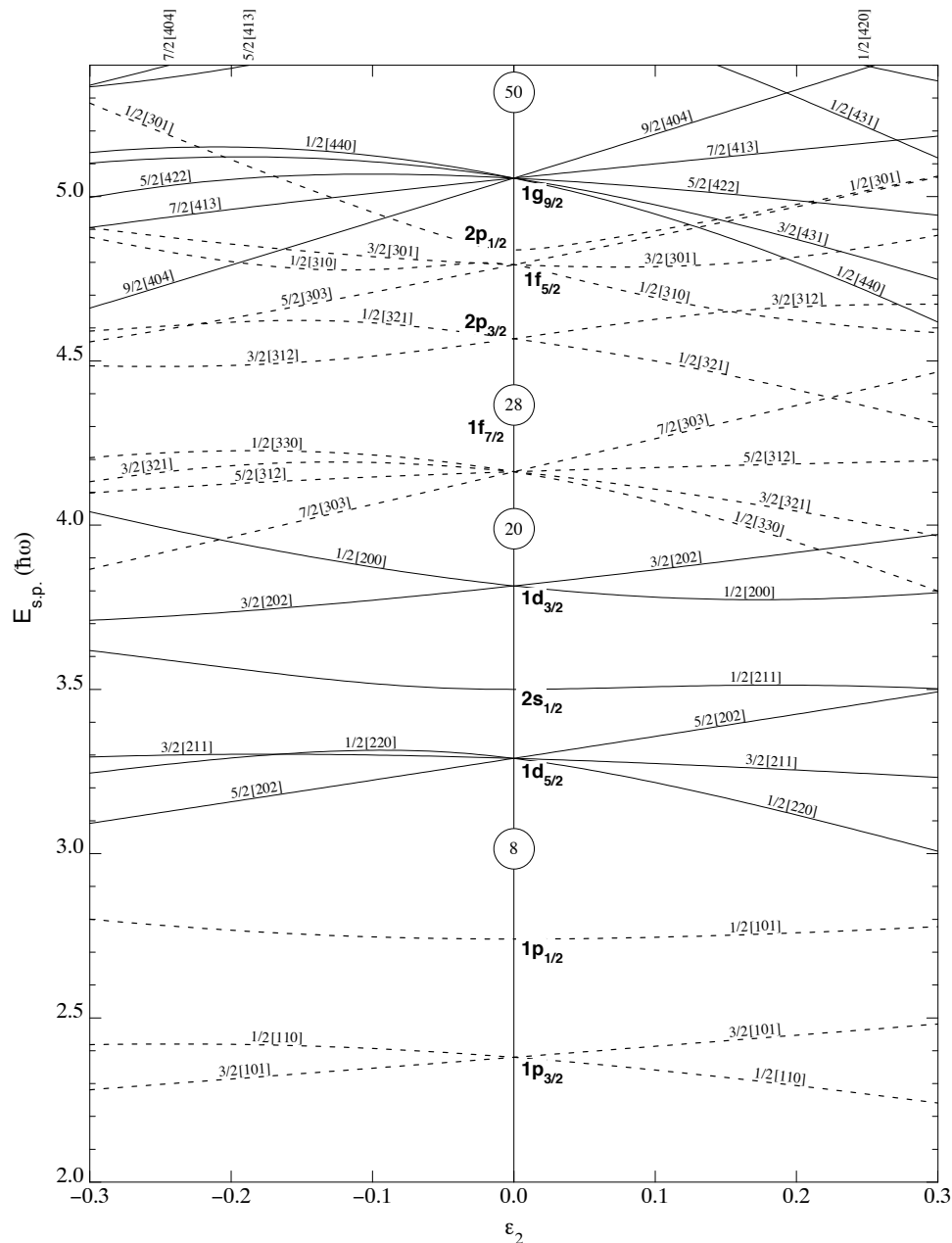


Figura 1.3: Diagrama de Nilsson para Z o $N \leq 50$ respecto al parámetro de deformación cuadrupolar del núcleo ϵ_2 , deducido de la referencia [BR85].

$$\beta = -\frac{4}{3} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{5}} \cdot \epsilon_2 \quad (1.6)$$

Como se aprecia en la figura 1.3, cada uno de los estados vienen determinados por una serie de números cuánticos, expresados de la forma siguiente

$$\Omega^\pi = [N, n_z, \Lambda] \quad (1.7)$$

donde Ω es la proyección del momento angular orbital total a lo largo del eje de simetría, π es la paridad y N es número del oscilador cuántico total. n_z es el número del oscilador cuántico en la dirección z y Λ es la proyección del momento angular orbital a lo largo del eje de simetría.

De la misma manera se establecen otros números cuánticos como se muestran en la figura 1.4. Primero se define K como la componente del momento angular a lo largo del eje de simetría, además K incluye N y n_z . Por otro lado Λ y Σ son las proyecciones del momento angular orbital j y del espín s a lo largo del eje de simetría, respectivamente y M es la proyección del momento angular total J en el eje del laboratorio. Siendo Ω igual a la suma de Λ y Σ . Y por último, R es el momento angular desde el movimiento colectivo del núcleo.

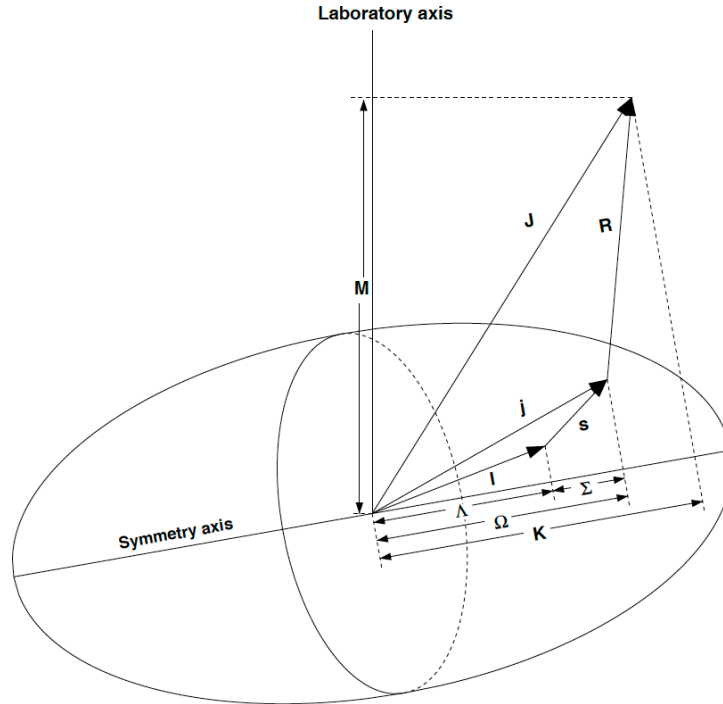


Figura 1.4: Esquema de la disposición de los números cuánticos en el sistema de referencia del laboratorio para el modelo de Nilsson.

1.1.2. Modelos colectivos

Históricamente, el primer modelo colectivo fue propuesto por *N. Bohr* en 1936 en su artículo [Boh36] y vino propiciado por la necesidad de extender el modelo de capas a núcleos más pesados. En dicho caso, *N. Bohr* tomó como base el modelo de la *gota líquida* o de *Gamow*, el cual considera el núcleo como una gota de fluido incompresible, conformada por neutrones y protones. Al igual que en el caso de una gota líquida, dicho modelo establece que en las proximidades de la superficie los nucleones se encuentran menos ligados, apareciendo interacciones entre ellos. En consecuencia, el modelo de gota líquida puede dar explicación a diversos aspectos, que anteriormente no podían ser explicados, como la energía de ligadura de los núcleos y la barrera de fisión entre otros, como se expone en [Won98] y en sus referencias.

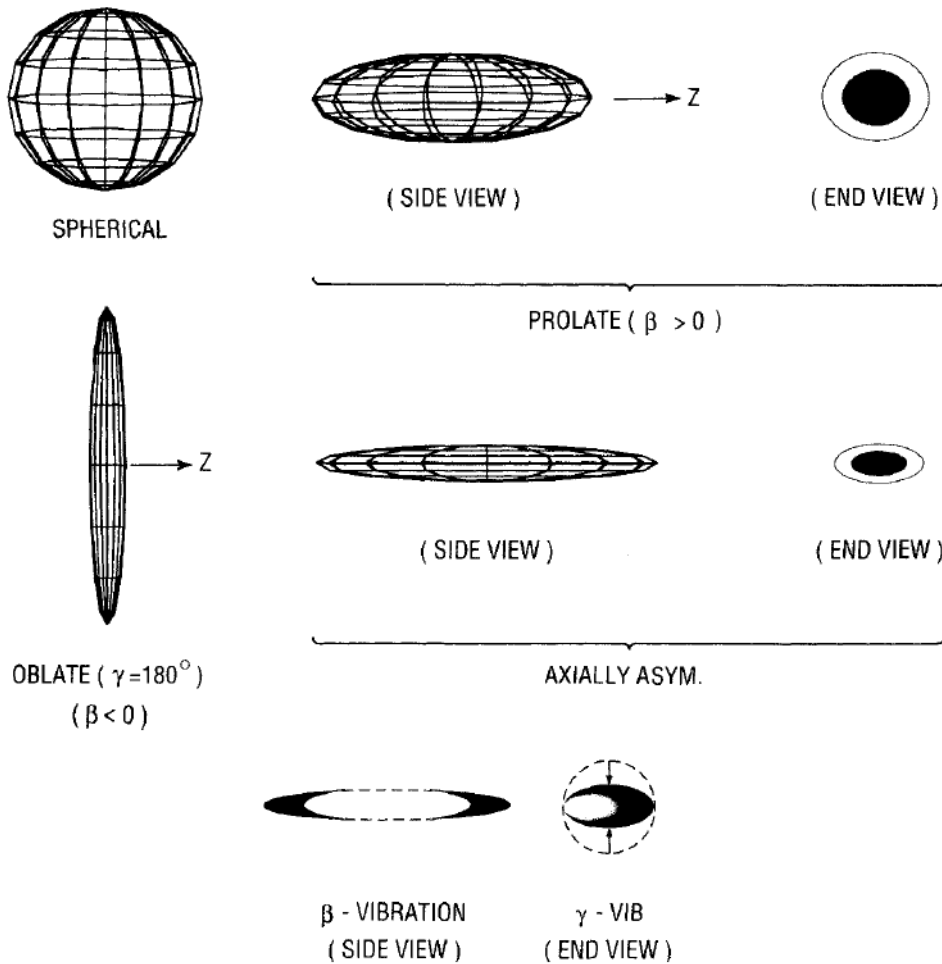


Figura 1.5: Esquema de las diferentes formas y vibraciones nucleares [Cas00].

Posteriormente, conforme volvió a tomar fuerza el modelo de capas, se retomo el estudio de la interacción protón-neutrón cuando hay varios nucleones de valencia, y por tanto, la interacción residual no puede aproximarse únicamente como una perturbación de un campo medio esférico. En consecuencia, los núcleos exhiben comportamientos colectivos observándose modos de vibración y de rotación. Las propiedades colectivas que se advierten, obviamente están ligadas al comportamiento del núcleo. Dichas propiedades varían de forma suave y gradual a lo largo del número másico y en general independientemente del número y tipo de nucleones de valencia existentes. Además, como consecuencia de dicha colectividad, el núcleo está deformado, pudiéndose describir el radio del núcleo a lo largo de su superficie como

$$R(t) = R_{av} \left(1 + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) \cdot Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (1.8)$$

donde R_{av} es el radio del núcleo en promedio, $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ son los armónicos esféricos y $\alpha_{\lambda\mu}$ son las amplitudes de vibración dependientes con el tiempo [Kra88]. Como resultado de dicha ecuación, para cada valor de λ se obtienen distintos modos de vibración. Los modos más comunes son el modo dipolar ($\lambda = 1$), el modo cuadrupolar ($\lambda = 2$) y el modo octupolar ($\lambda = 3$). En el caso de $\lambda = 1$, el núcleo sufre desplazamientos respecto al centro de masa del mismo. Dicho modo es también conocido como resonancia dipolar gigante y se caracteriza por tener una energía de excitación entre 8 y 20 MeV. Por otro lado, las deformaciones nucleares a bajas energías están dominadas por $\lambda = 2$.

1.1.2.1. Modelo vibracional

Como hemos visto, el momento cuadrupolar, $\lambda = 2$ domina a bajas energías. Para dicho caso los parámetros $\alpha_{\lambda\mu}|_{\lambda=2}$ se reducen a los siguientes en el sistema de referencia del laboratorio

$$\alpha_{2,0} = \beta \cos(\gamma), \quad \alpha_{2,1} = \alpha_{2,-1} = 0 \quad \text{y} \quad \alpha_{2,2} = \alpha_{2,-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin(\gamma) \quad (1.9)$$

donde β y γ caracterizan el tipo de deformación cuadrupolar y a su vez la forma del núcleo, ver figura 1.5. Los casos más importantes son los determinados por $\beta > 0$ adquiriendo una forma prolada (o forma de balón de rugby) y $\beta < 0$ tomando en este caso una forma oblada (o forma de lenteja). En el caso de γ si es igual a 0° (60°) es prolado (oblado). Por lo general, los núcleos deformados, suelen estar dominados por deformaciones con forma prolada.

El modelo del vibrador esférico [Ell85] está relacionado inequívocamente con el momento cuadrupolar. En dicho modelo se considera a $\lambda = 2$ como una excitación de un fonón del orden de dos unidades de momento angular (en unidades naturales). La excitación de dos

fonones da como resultado tres estados posibles, el 0^+ , 2^+ y el 4^+ . Mientras que para el caso de tres fonones aparecen 5 estados posibles, el 0^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ y el 6^+ . Dicho modelo predice que en el caso de los núcleos par-par el estado fundamental es el 0^+ . Mientras que el primer estado excitado es el 2^+ , el cual va precedido por el 0_2^+ , 2_2^+ y el 4_1^+ a dos veces la energía del primer estado excitado.

La degeneración del estado de dos fonones viene realizada por la interacción residual entre ambos fonones. Como resultado, se aprecia una ruptura en los niveles 0_2^+ , 2_2^+ y el 4_1^+ , los cuales pueden ser determinados mediante los coeficientes de fracción percentil, según [Cas00].

Otro modelo vibracional a considerar sería el modelo de Wilets-Jean [WJ56]. Suponiendo un núcleo, el cual vibra suavemente a lo largo del parámetro γ , entre 0° y 60° , y con un valor β fijo, el potencial nuclear que lo describe viene caracterizado por una oscilación libre del parámetro γ . Es lo que se suele denominar como γ -flexible o γ -inestable. Por lo tanto el modelo de Wilets-Jean, surge en el límite extremo de la inestabilidad γ completa.

1.1.2.2. Modelo rotacional

El modelo rotacional por excelencia en el marco de las deformaciones colectivas es el rotor rígido simétrico [Cas00], el cual se describe mediante las rotaciones a lo largo de un eje perpendicular al eje de simetría, definido en la figura 1.4. Por lo tanto, el hamiltoniano de dicho modelo se expresa como

$$H = \frac{\hbar^2}{2\kappa} \vec{J}^2 \quad (1.10)$$

donde κ es el momento de inercia del sistema y \vec{J} es, nuevamente, el momento angular total. Por otra parte, \vec{J} es la suma del momento angular del núcleo colectivo, \vec{R} , y el momento angular intrínseco de los nucleones de valencia desapareados, \vec{j} . Como se especifica en la figura 1.4, K es la proyección de \vec{J} sobre el eje de simetría, y considerando \vec{R} perpendicular al dicho eje, en consecuencia la proyección de \vec{J} sobre el eje de simetría es \vec{j} . Por lo tanto, la energía rotacional puede ser considerada como la superposición del movimiento rotacional sobre la excitación intrínseca, y a su vez estar caracterizada por la proyección del momento angular K de la forma siguiente:

$$E = \frac{\hbar^2}{2\kappa} [J(J+1) - K(K+1)] \quad (1.11)$$

Considerando los estados excitados de bajo espín, en núcleos par-par, pueden ser determinados los valores de los niveles de energía, siendo obtenidos a partir de $K = 0$, $J^\pi = 0^+$, 2^+ , 4^+ , etc, obteniéndose los siguientes niveles de energía: $E(2_1^+) = 6\frac{\hbar^2}{2\kappa}$, $E(4_1^+) = 20\frac{\hbar^2}{2\kappa}$, ... La importancia de dicho cálculo se expondrá con más detalle en la discusión de los resultados, en el apartado 5.1.

1.2. Momento magnético nuclear

El momento magnético nuclear es una de las pruebas más sensibles que nos permiten dilucidar la posible estructura de partículas individuales del núcleo. Y por lo tanto, una de las posibles vías para la detección de las distintas contribuciones a la función de onda de los nucleones, tanto en el estado fundamental como en los estados excitados de baja energía.

Primeramente ha de ser definido el momento dipolar magnético. Por ello y partiendo de un punto de vista clásico, el momento dipolar magnético se define como el movimiento de una partícula de masa m y carga q , con una velocidad v , a lo largo de una trayectoria cerrada de radio r , y se expresa matemáticamente como

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2 \cdot m} \vec{l} \quad (1.12)$$

donde

$$\vec{l} = \vec{r} \times m \cdot \vec{v} \quad (1.13)$$

que es el momento angular de una partícula desde un punto de vista clásico.

En el marco de la física nuclear, la ecuación (1.12) ha de ser cuantificada, obteniéndose la siguiente ecuación para el momento magnético nuclear.

$$\vec{\mu} = \mu_N \cdot g \cdot \vec{j} \quad (1.14)$$

donde μ_N es el magnetón nuclear y g es el factor giromagnético asociado al momento angular total, \vec{j} . Por otro lado, se define el momento angular total, \vec{j} , como el acoplamiento entre el momento angular orbital, \vec{l} , y el espín, \vec{s} .

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} \quad (1.15)$$

Aplicando la expresión (1.15) a la ecuación (1.14), obtenemos lo siguiente:

$$\vec{\mu} = \mu_N (g_l \cdot \vec{l} + g_s \cdot \vec{s}) \quad (1.16)$$

donde g_l y g_s son los factores giromagnéticos del orbital y del espín, respectivamente. Los valores experimentales de g_l y g_s , tanto para los protones como los neutrones, que denotaremos como π y ν , respectivamente, son los siguientes:

$$\begin{aligned} g_l^\pi &= 1; \quad g_s^\pi = +5.5845 \\ g_l^\nu &= 0; \quad g_s^\nu = -3.8263 \end{aligned}$$

En general, para todos los nucleones, i , que contribuyen al momento magnético de un núcleo cualquiera, el momento magnético puede ser expresado de la siguiente forma

$$\vec{\mu} = \sum_i^A \mu_N (g_l^i \cdot \vec{l}_i + g_s^i \cdot \vec{s}_i) \quad (1.17)$$

Partiendo de la ecuación (1.14), el momento magnético, μ , de un estado nuclear puede ser definido de forma genérica como el valor esperado de la componente z del momento magnético, expresándose como

$$\mu = \langle JM | \mu_z | JM \rangle_{M=J} \quad (1.18)$$

1.2.1. Momento magnético nuclear para el caso de núcleos impares

Un caso interesante a considerar es el constituido por los núcleos con número atómico o neutrónico impar. En dicho caso, se considera que todos los nucleones se encuentran apareados, conformando un núcleo inerte, con espín igual a 0, menos uno, el cual será responsable de las propiedades magnéticas del núcleo, siendo un claro ejemplo de sistemas de partículas únicas o simples. Por ello, el momento magnético nuclear está caracterizado, en este caso, por el acoplamiento espín-órbita, conformando el momento angular j del nucleón. Dicho momento angular total se expresa en este caso como $j = l \pm s$, siendo $s = 1/2$, en unidades naturales. Volviendo a la ecuación (1.18) y tomando estas últimas consideraciones se obtiene

$$\mu = \langle JM | \mu_N (g_l \cdot l_z + g_s \cdot s_z) | JM \rangle_{M=J} \quad (1.19)$$

Operando, aplicando la fórmula de Landé y normalizando a μ_N [Won98], el factor giromagnético g es deducido:

$$g = \frac{1}{2}(g_l + g_s) + \frac{1}{2}(g_l - g_s) \frac{l(l+1) - s(s+1)}{j(j+1)} \quad (1.20)$$

Si consideramos los dos casos, $j = l \pm 1/2$, se obtiene lo siguiente:

$$g = \begin{cases} \left(\frac{2j-1}{2j} \right) g_l + \left(\frac{1}{2j} \right) g_s & \text{para } j = l + \frac{1}{2} \\ \left(\frac{2j+3}{2(j+1)} \right) g_l + \left(\frac{1}{2(j+1)} \right) g_s & \text{para } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (1.21)$$

Aplicando los valores experimentales de g tanto para protones, como para neutrones se obtienen los valores de *Schmidt*, siendo éstos los primeros cálculos de momentos magnéticos realizados en 1937 por *Schmidt* [Kra88]. La figura 1.6, muestra la comparación entre los valores experimentales y los obtenidos en la ecuación (1.21) para el caso de a) núcleos con N impar o b) núcleos con Z impar. Por regla general, los momentos magnéticos medidos experimentalmente, para los estados de partícula única casi puros, son menores que los determinados mediante los valores de *Schmidt* para cada j , por ello también son conocidos como los límites de *Schmidt*.

1.2 Momento magnético nuclear

Por otro lado, una medida del signo del momento magnético es muy útil, dado que dicha información puede, por lo general, establecer que tipos de partícula son las que dominan en la estructura nuclear de un núcleo. Además, el momento magnético puede ser aplicado para la determinación de las diversas contribuciones relativas tanto de los protones como de los neutrones en la función de ondas del núcleo en el estado en cuestión.

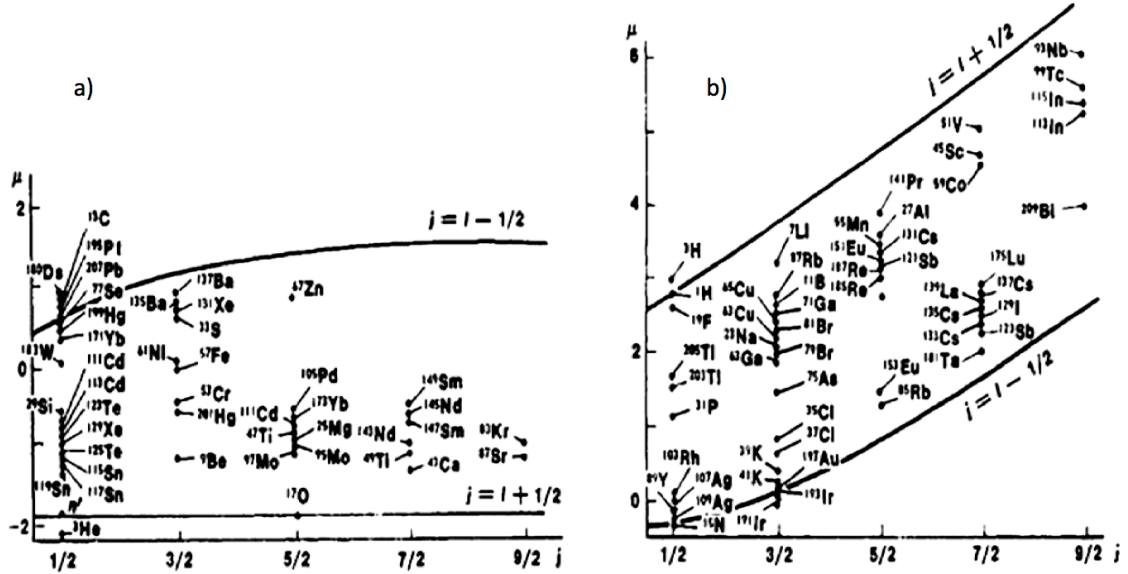


Figura 1.6: Comparación entre los valores experimentales y los calculados para el momento magnético para núcleos impares [Kra88], siendo a) el caso de núcleos con N impar y b) con Z impar.

Es interesante señalar, como se aprecia en la figura 1.6, que los límites de *Schmidt* para ambas gráficas, por lo general, difieren del valor determinado experimentalmente, incluso para los casos en los cuales el estado está dominado únicamente por las partículas individuales. Dicho efecto es debido a que esta aproximación simplemente no considera que el nucleón se encuentra inmerso en el medio nuclear, y por tanto, la polarización juega un papel importante. Por ello los valores de *Schmidt* son considerados como los límites del momento magnético del estado en cuestión [Won98]. En consecuencia, si se desea obtener un valor de referencia, es necesario tomar un factor giromagnético efectivo, g_{eff} , dado que corrige los efectos de las interacciones despreciados en el hamiltoniano. Partiendo de los valores de *Schmidt*, se tomarán los siguientes valores efectivos estándar: $g_l^{\pi,\nu}|_{eff} \approx g_l^{\pi,\nu}$ y $g_s^{\pi,\nu}|_{eff} \approx 0.7 \cdot g_s^{\pi,\nu}$ [Kra88].

Pese a todo, los valores estimados mediante esta última aproximación, en media, se ajustan más a los valores experimentales. Además, la dispersión en los datos sugiere que el modelo empleado está excesivamente simplificado. Sin embargo, el éxito en la determinación de la tendencia global de los momentos magnéticos observados sugiere que el modelo de

capas nos otorga, al menos, una comprensión aproximada de la estructura de estos núcleos, y por tanto de la función de onda de sus estados.

1.2.2. Momento magnético nuclear para el caso de núcleos par-par

Por otra parte, si se considera el caso particular de los núcleos par-par, es bien sabido que en el estado fundamental el espín es igual a cero, y por lo tanto no puede existir momento magnético dipolar en dicho estado. Sin embargo, considerando que los estados excitados en los núcleos par-par poseen un valor del espín finito, cabría esperar que posean también momentos magnéticos dipolares. Es importante denotar, que dicha situación, por lo general, es mucho más compleja que en el caso de los núcleos con número másico impar. Para los cuales, en el cálculo, simplemente se considera el núcleo como un núcleo inerte y un nucleón desapareado, siendo dicho nucleón el responsable del momento angular total del núcleo y por tanto del momento magnético, como ya se mostró anteriormente.

En particular para el caso que nos ocupa, el espín del primer estado excitado de la mayoría de los núcleos par-par es igual a 2. Para este caso, el estado con momento angular total, J , igual a 2 puede obtenerse de diversas maneras, tales como: la excitación de un par de nucleones a órbitas de mayor energía, rompiendo un acoplamiento de dos nucleones y excitando a otro nivel uno de ellos, o simplemente el reacoplamiento de un par de nucleones dentro del mismo nivel j siendo el momento angular $J = 2$. Para todos los casos el *teorema de la adición* puede ser utilizado para obtener una predicción del factor giromagnético para cada una de las configuraciones posibles, obteniéndose resultados especialmente sencillos para partículas idénticas dispuestas en el mismo orbital j , donde se cumple que $g(J) = g(j)$.

Es interesante mencionar en que consiste el *teorema de la adición*. Dicho teorema parte del acoplamiento entre el momento angular de ambos nucleones, que los denominaremos J' y J'' , siendo el momento angular total $J = J' + J''$. Y aplicando dicha relación a la ecuación (1.18), se obtiene:

$$\mu = \langle JM | \mu_N(g' \cdot J'_z + g'' \cdot J''_z) | JM \rangle_{M=J} \quad (1.22)$$

donde g' y g'' son los factores giromagnéticos de cada nucleón. Por otro lado, considerando la *fórmula de Landé generalizada* descrita en [Won98] y tomando la ecuación, (1.22), y reescribiéndola, obtenemos el valor esperado para el factor magnético de dos nucleones acoplados, o también llamado *teorema de la adición*, y se expresa como

$$g = g' \frac{J(J+1) + J'(J'+1) - J''(J''+1)}{J(J+1)} + g'' \frac{J(J+1) + J''(J''+1) - J'(J'+1)}{J(J+1)} \quad (1.23)$$

Por lo tanto, volviendo al caso que nos ocupa y en el contexto del modelo de capas, el factor giromagnético puede ser una pieza muy útil en la determinación de la configuración

del estado excitado en el cual se encuentra el núcleo, ya sea para protones como para neutrones. Sin embargo, muy pocas veces sólo un único nucleón (o un sólo par) componen la función de onda de los estados excitados de un núcleo. Para ciertos núcleos, sobre todo aquellos que poseen una gran deformación cuadrupolar, es imprescindible la participación de un gran número de nucleones para poder explicar las altas probabilidades de transición (grandes valores de $B(E2)$), pudiendo ser entre 10 y 100 veces más grandes de lo que cabría esperar si únicamente se consideraran las excitaciones de partículas únicas. Por consiguiente, han de ser considerados unos pocos nucleones como partículas de valencia. En cuyo caso, una aproximación razonable a dicho problema sería el suponer que la función de onda del núcleo ha de ser descrita únicamente por la combinación lineal de los diversos estados de partículas únicas, los cuales, evidentemente, no tendrán la misma relevancia entre ellos.

No obstante, en general, algunos estados pueden describirse bastante bien no por el movimiento de unos pocos nucleones de valencia, sino de todo el núcleo. A este tipo de casos los denominaremos *estados colectivos*, siendo las vibraciones y las rotaciones los tipos más relevantes de movimientos colectivos nucleares que se observan.

El primer modelo colectivo nuclear, como ya se ha descrito con anterioridad, fue el llamado modelo de gota líquida, el cual se asemeja, tanto para las vibraciones como para las rotaciones, al caso de una gota de un líquido suspendida en un medio [Kra88]. En particular, la rotación de un fluido cargado, desde un punto de vista hidrodinámico, predice que el factor giromagnético puede aproximarse a $g \approx Z/A$ en el caso del primer estado excitado, a dicho valor lo denominaremos *límite hidrodinámico* [BM98].

Por otra parte, el modelo de interacción bosónica (*Interacting Boson Model, IBM*) el cual fue inicialmente propuesto por *A. Arima* y *F. Iachello* en los años 70 [AI76, AI78], describe los estados colectivos de los núcleos par-par. Para ello, introduce un drástico truncamiento en el desarrollo de los cálculos del modelo de capas y en consecuencia el hamiltoniano puede ser diagonalizado más fácilmente. Existen dos variantes a dicho modelo; el *IBM-I* que considera un acoplamiento entre los protones y neutrones de los bosones de las capas s y d . Y por otra parte, el *IBM-II* que considera de forma indistinguible tanto los protones como los neutrones [AI75, OAIT78].

El factor giromagnético del estado 2_1^+ puede ser expresado mediante una simple relación, la cual considera que los estados de baja excitación tienen un máximo en la simetría protón-neutrón, el denominado espín F . Y por ende, *I. Morrison* en 1980 [Mor80], expreso el valor del $g(2_1^+)$ como

$$g(2_1^+) = g_s + g_v \frac{M_F}{F} \quad (1.24)$$

donde g_s y g_v son los factores giromagnéticos bosónicos escalares y vectoriales, respectivamente, y expresándose como $g_{s,v} = (g_\pi \pm g_\nu)/2$. El espín F se define como $F = F_{max} = (N_\pi + N_\nu)/2$ y M_F es la proyección de F sobre el eje de simetría, siendo $M_F = (N_\pi - N_\nu)/2$.

Los parámetros N_π y N_ν son los números bosónicos para el protón y el neutrón respectivamente. Y a su vez, los factores giromagnéticos g_π y g_ν son los factores giromagnéticos bosónicos nuevamente para el protón y el neutrón, respectivamente. Posteriormente, *M. Sambataro* [SSDP84] expreso el factor giromagnético del estado 2_1^+ de una forma equivalente

$$g(2_1^+) = g_\pi \frac{N_\pi}{N_\pi + N_\nu} + g_\nu \frac{N_\nu}{N_\pi + N_\nu} \quad (1.25)$$

Como se expone en [SD81, WSC93], el factor giromagnético se expresa de forma exacta para el espín, F , simétrico según la ecuación (1.25), independientemente de los parámetros que conforman el hamiltoniano del modelo IBM-II, que es lo esperado para estados de bajo espín en núcleos. Por otra parte, si se considera como contribuciones al factor giromagnético bosónico los valores $g_\pi = 1$ y $g_\nu = 0$, entonces obtenemos

$$g(2_1^+) = g_\pi \frac{N_\pi}{N_\pi + N_\nu} \quad (1.26)$$

Puede apreciarse que dicha ecuación, (1.26), es análoga al modelo hidrodinámico, siempre y cuando $N_\pi/(N_\pi + N_\nu) \approx Z/A$, esto ocurre únicamente si el número de nucleones de valencia es lo suficientemente grande. Es interesante mencionar, que dada la dependencia de la ecuación (1.26) con N_ν , en las proximidades de cierres de capas neutrónicas, se obtienen valores sobrestimados. Sin embargo, dicho modelo ha sido aplicado y comprobado con éxito en diversas ocasiones en regiones próximas a $A \approx 150-190$ [WWBK85, WC87] y para $A \approx 80$ [MBKH⁺01, MSBKT03, GSB⁺13].

1.3. Momentos magnéticos con haces radiactivos

Durante años, diversas técnicas han sido desarrolladas y utilizadas para la medición de momentos magnéticos. En la compilación de valores conocidos de los momentos magnéticos de cada isótopo realizada por *N.J. Stone* [Sto11] se mencionan casi 40 técnicas distintas. En la medición de momentos magnéticos de estados excitados, independientemente si se desea realizar sobre núcleos estables o radiactivos, se ha observado respecto a otras técnicas la gran utilidad de emplear campos hiperfinos, los cuales producen intensos campos magnéticos en el núcleo. Dichos campos son utilizados con el fin de producir efectos apreciables en los estados de vida media muy corta, del orden de los picosegundos.

En la actualidad para haces radiactivos, existen dos métodos en los cuales los campos hiperfinos son empleados en la medición de momentos magnéticos de estados excitados de vida media corta. Dichos métodos son (i) el campo magnético transitorio hiperfino que actúa sobre los iones que atraviesan un medio ferromagnético a cierta velocidad, y (ii) los campos hiperfinos de iones libres en núcleos con alta carga iónica moviéndose a través del vacío.

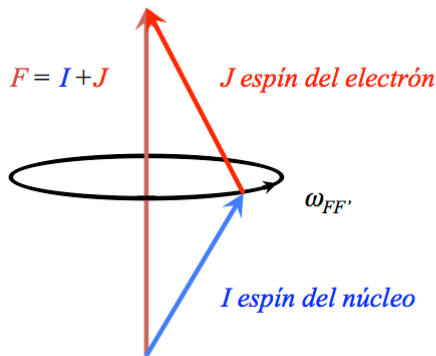
1.3 Momentos magnéticos con haces radiactivos

Es interesante denotar, que en el caso de haces radiactivos con estados excitados de vida corta, y partiendo de los métodos anteriormente mencionados, pueden implementarse en tres técnicas distintas: Retroceso en el vacío (*Recoil In Vacuum*, RIV), campos transitorios a baja velocidad (*Low Velocity Transient Field*, LVTF) y campos transitorios a alta velocidad (*High Velocity Transient Field*, HVTF), siendo englobadas estas dos últimas técnicas dentro del anteriormente llamado método de campo transitorio (*Transient Field*, TF) [BKK07]. Dichos métodos y técnicas serán esbozados a continuación.

1.3.1. Retroceso en el vacío (RIV)

Partiendo de un haz energético que impacta sobre un blanco con un número atómico, Z , menor y produciéndose, en el interior del mismo, una reacción capaz de orientar el momento angular total del núcleo. El retroceso en el vacío (RIV) surge cuando un haz emerge del blanco al vacío produciendo una desorientación gradual en la dirección de los espines nucleares que conforman dicho haz. Es importante señalar que los iones que conforman dicho haz poseen un rango de estado de carga y configuración electrónica muy diversas al salir del blanco. Este efecto, RIV, consiste en lo siguiente: cada uno de los iones que conforman el haz poseen un momento angular total electrónico, J , el cual se asumirá que está arbitrariamente orientado en el espacio. Dado que la interacción hiperfina acopla el momento angular total nuclear, I , con J causando una precesión sobre el momento resultante, F , como se muestra en la figura 1.7, siempre y cuando el momento angular total esté inicialmente orientado, el cual, por ejemplo, puede obtenerse mediante una reacción nuclear, en este caso por excitación Coulombiana. Por ende, en el caso de estados altamente ionizados, la desorientación está dominada por grandes interacciones magnéticas con una frecuencia angular, $\omega_{FF'}$, y siendo proporcional al factor giromagnético, g [SSD⁺05, SS07].

a) Interacción hiperfina de un ión libre



b) Interacción del haz con el blanco

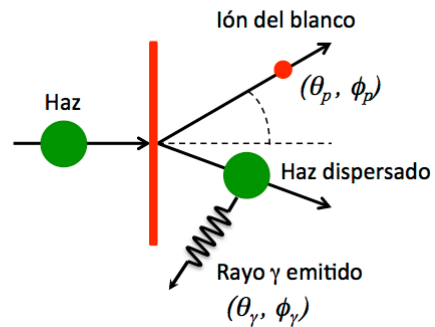


Figura 1.7: Esquema sobre la técnica de retroceso en el vacío (RIV). En a) se muestra como se acoplarían el momento angular del espín del electrón que está orientado arbitrariamente y el del núcleo que viene orientado por la reacción. Y en b) como interacciona el haz con el blanco.

Dicha técnica, en el caso de núcleos exóticos, ha de llevarse a cabo en instalaciones las cuales produzcan haces radiactivos con una post-aceleración de baja velocidad, como los que se producen en las instalaciones ISOL. Es interesante denotar, como ventaja, que permite la medición de los γ en una configuración de 2π o hasta de 4π , no así como con campos transitorios que están limitados a un plano de detección. En contraposición, no permite determinar el signo del factor giromagnético.

1.3.2. Campos transitorios

Por otro lado, durante varios años, el método más extendido en el estudio de los momentos magnéticos de estados excitados de vida corta ha sido el método de campos transitorios. En este caso, tras el impacto del haz sobre un blanco, en el cual dicho haz es excitado a un estado de bajo espín orientado (normalmente mediante excitación Coulombiana), el núcleo atraviesa una región constituida por un material ferromagnético, en el cual debido a la acción de los campos transitorios sufre una precesión. Dicha precesión es observada mediante el cambio en la distribución angular del decaimiento γ del estado excitado al hacer variar la dirección del campo magnético.

Por propia construcción del experimento y para ser capaces de observar el máximo efecto, la detección de la radiación γ ha de ser realizada en el plano perpendicular a la dirección del campo magnético. En contraposición a la anterior técnica tanto la magnitud como el signo del factor giromagnético pueden ser deducidas [SKN02]. Sin embargo, dependiendo de la velocidad del haz, el método de campos transitorios es implementado en dos técnicas distintas. Dichas técnicas son:

- Campos transitorios a baja velocidad (LVTF).
- Campos transitorios a alta velocidad (HVTF).

Considerando primeramente, el caso de los haces estables a baja velocidad, el núcleo de interés es detenido en el mismo blanco en una capa dispuesta al final del blanco (o *stopper*), mientras que la partícula proveniente del blanco es registrada en un detector de partículas, como se muestra en la figura 1.8(b). Por otra parte, si se desea extender dicha técnica a haces radiactivos, la actividad del haz debe ser considerada, dado que incrementa de forma dramática el fondo de radiación γ que es registrado por los detectores de radiación γ [SKN02, BKK07]. Además, al tener un haz con tan poca velocidad, aparece un fenómeno crucial, sobre todo en el caso de haces radiactivos, y es la dispersión del haz (o *straggling*). Dicha técnica será desarrollada en profundidad en el capítulo siguiente, el 2.

Por otro lado, los haces a alta velocidad, que son los idóneos para la técnica HVTF, son producidos mediante la fragmentación de un haz primario sobre un blanco pesado,

1.3 Momentos magnéticos con haces radiactivos

a partir del cual se obtiene un cóctel de productos que posteriormente es filtrado por diversos separadores y elementos de degradación, hasta obtener un haz puro. Aplicando la misma técnica anteriormente expuesta, como se muestra en la figura 1.8(a), se observa una precesión en la emisión de los γ 's. Mediante dicho proceso y dependiendo del tipo de núcleo, se obtienen, en general, efectos más intensos respecto a la técnica LVTF, pero también los haces pueden llegar a ser varios ordenes de magnitud menos intensos, reduciéndose la estadística acumulada [BKK07].

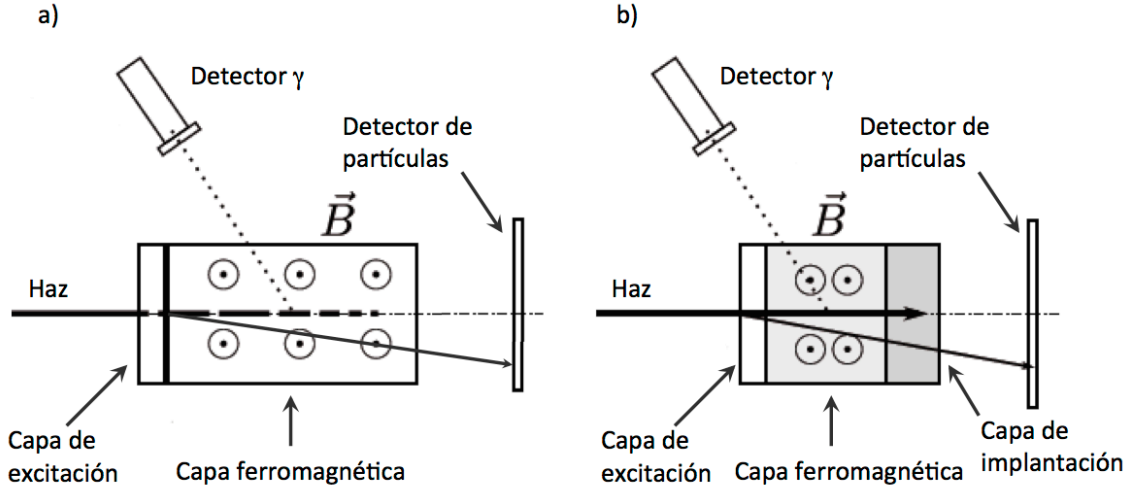


Figura 1.8: Esquema sobre la técnica de campos transitorios (TF). A la izquierda se muestra la técnica aplicada con haces a alta velocidad (HVTF) y a la derecha la técnica aplicada con haces a baja velocidad (LVTF).

En este caso, el método escogido para nuestro estudio ha sido el LVTF. Dicha elección se sustenta fundamentalmente por dos razones; por su efectividad, bien demostrada durante años, en la determinación de momentos magnéticos con haces estables y además por la necesidad de verificar su viabilidad en la medición con haces radiactivos, el resultado final será comparado con lo ya deducido en el caso de un experimento previo, para el mismo isótopo, que fue realizado mediante la técnica HVTF [FGS⁺12].

1.3.3. Medidas realizadas con haces radiactivos

Como último punto, hay que señalar que únicamente han podido realizarse unos pocos experimentos, de forma exitosa, mediante estas técnicas a lo largo de los últimos 10 años. Además si a las dificultades que de por sí conlleva las técnicas empleadas, le añadimos la dificultad de trabajar con haces radiactivos implica que sólo unos pocos experimentos hayan sido llevados a cabo con resultados satisfactorios.

En la tabla 1.1 se especifican todos los experimentos de medidas de momentos magnéticos con haces radiactivos realizados hasta la fecha, señalando la técnica empleada, el tipo de haz e información sobre el núcleo en cuestión

Núcleo	$t_{1/2}$	Tipo de haz	Técnica empleada	Referencia
^{76}Kr	14.8 h	Batch Mode	LVTF	[KCBK ⁺ 04]
^{132}Te	76.3 h	ISOL	RIV	[SSD ⁺ 05]
^{38}S	170.3 min	In-flight	HVTF	[DSM ⁺ 06, SDM ⁺ 06]
^{40}S	8.8 s	In-flight	HVTF	[DSM ⁺ 06, SDM ⁺ 06]
^{132}Te	76.3 h	ISOL	LVTF	[BKKG ⁺ 08]
^{126}Sn	$2.3 \cdot 10^5$ a	ISOL	LVTF	[KBKT ⁺ 12]
^{72}Zn	46,5 h	In-fligh	HVTF	[FGS ⁺ 12]
^{72}Zn	46,5 h	ISOL	LVTF	Este trabajo

Tabla 1.1: Resumen de los diversos experimentos de momentos magnéticos con haces radiactivos realizados hasta la fecha.

De todos los experimentos expuestos anteriormente, se pueden extraer algunas conclusiones. La primera es que únicamente en un caso se había realizado la medida de un mismo núcleo con dos técnicas para verificar tanto el resultado como la viabilidad de los métodos utilizados. También es interesante mencionar que con haces de baja velocidad, únicamente se han podido medir el factor giromagnético de núcleos con periodos de semidesintegración muy cortos, del orden de las horas.

1.4. El ^{72}Zn y el interés que suscita la región $N = 40$

Es bien conocido, y como ya ha sido expuesto con anterioridad, la aparición de capas bien diferenciadas, asociadas a los números mágicos, son consideradas piezas claves para la comprensión de la estructura nuclear. Dichas capas permiten, por ejemplo, determinar las energías para el caso de partículas únicas así como la interacción residual entre los nucleones de valencia, otorgando una información esencial del modelo nuclear. Así como permitir el truncamiento del desarrollo matemático en el cálculo del modelo de varios cuerpos. Por otro lado, los núcleos mágicos son vitales para la comprensión de los diversos canales de conexión en la nucleosíntesis tales como los procesos s y r . Dichos procesos astrofísicos son responsables de producir la mayoría de los núcleos pesados más allá del número másico $A \sim 60$ [NPA⁺05, HSA⁺05].

En consecuencia, en el estudio de cualquier núcleo, y en particular para el caso del ^{72}Zn , no sólo ha de ser comprendida su estructura y sus propiedades de forma individual, sino también la implicación global de dichos resultados, ya sea en su misma cadena de

1.4 El ^{72}Zn y el interés que suscita la región $N = 40$

isotopos como su impacto en la vecindad. Es decir, ha de ser enmarcado en el contexto de su región. Por ello es importante prestar cierta atención a lo ya conocido sobre la región $N \sim 40$. Como puede ser apreciado en la figura 1.9, el ^{72}Zn se encuentra 2 protones más allá del número mágico $Z = 28$ y a su vez 2 neutrones más lejos de la región del $N = 40$, en la región rica en neutrones.

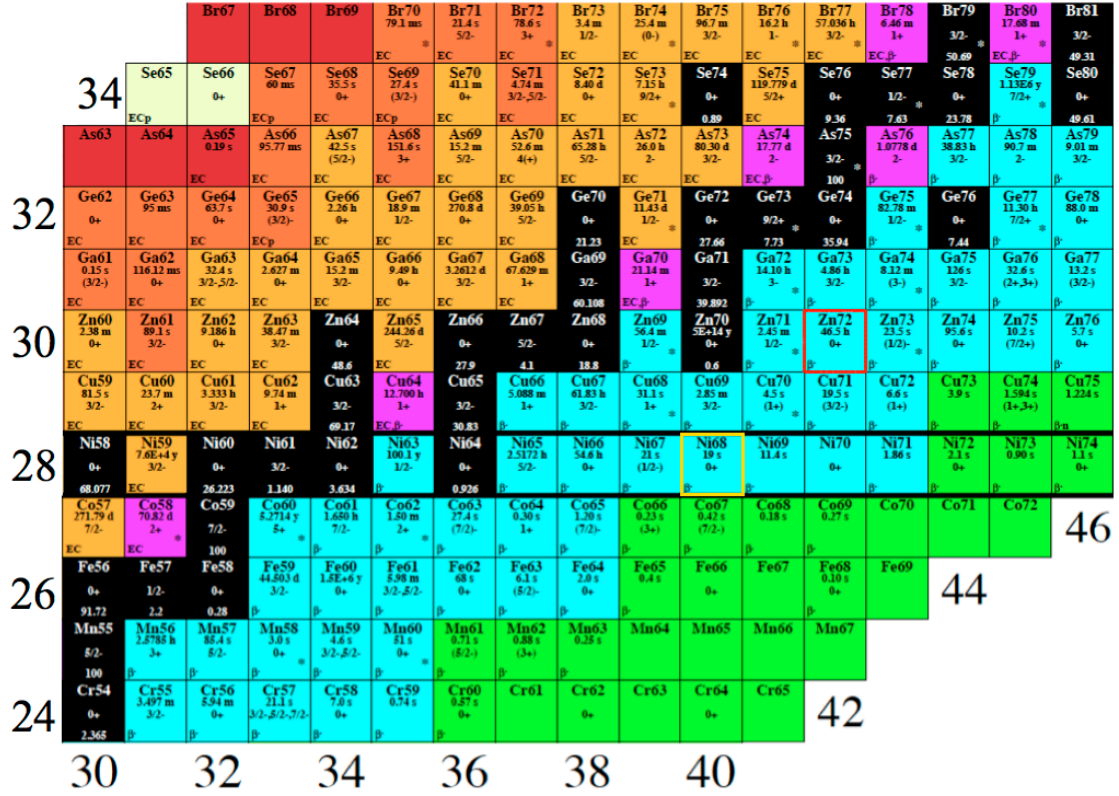


Figura 1.9: Región de nuestra interés de la tabla de nucleidos. En rojo se indica el isótopo motivo de estudio ^{72}Zn y en amarillo el ^{68}Ni , el núcleo el que se cree que es un posible sub-cierre de capas.

El níquel, *per se*, presenta un cierre de capas protónico y por tanto posee un carácter mágico asociado al número protónico, $Z = 28$. Por otro lado, además del número protónico, en la cadena de isotopos del Ni, se encuentran para el número neutrónico, N , los números mágicos 20, 28 y 50. Como curiosidad, puede decirse que el níquel es el único elemento de la tabla de isotopos que posee tres núcleos doblemente mágicos, siendo interesante el caso del isótopo ^{48}Ni el cual tiene dos características muy interesantes, la primera es que es el único núcleo doblemente mágico con homólogo núcleo espejo, el ^{48}Ca , y por otro lado que decae por emisión de dos protones [DBB⁺05]. En el caso del ^{56}Ni , es un núcleo con $Z = N$ el cual exhibe un carácter doble mágico muy intenso, al poseer una energía de excitación del estado 2_1^+ muy alta y una probabilidad de transición ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) muy baja. Johansson

et al. en 2006 realizaron un estudio completo sobre dicho núcleo, como se expone en la referencia [JRE⁺06]. Y por último el más exótico de todos, el ^{78}Ni en el extremo de la región rica en neutrones. Este núcleo es clave en la comprensión del proceso astrofísico de captura rápida de neutrones [HSA⁺05]. En dicha región y observando el esquema de niveles, se aprecia que la última capa llena para los protones en la $1f_{7/2}$ y en el caso de los neutrones el llenado empieza en la capa $1f_{7/2}$ para pasar de $N = 20$ a $N = 28$, pasando por las capas $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ y $2p_{1/2}$ para llegar a $N = 40$ y para finalizar se ha de completar la capa $1g_{9/2}$ para obtener $N = 50$.

Por otro lado, en dicha región rica en neutrones, entre los números mágicos $N = 28$ y $N = 50$, el ^{68}Ni es una pieza fundamental en la comprensión de la estructura de la región rica en neutrones. Por ello ha de ser sopesada la importancia de la capa $N = 40$, la cual ha sido y es motivo de diversas discusiones teóricas, así como de diversos experimentos. Ya a principios de los 80, se sugirió el carácter doblemente mágico del ^{68}Ni [BDL⁺82, LM83], que posteriormente fue verificado experimentalmente en diversas ocasiones [BFK⁺95, GBB⁺98, IAM⁺02, MBF⁺00, SLD⁺02]. Tras diversas mediciones de distintos factores espectroscópicos como estados excitados y probabilidades de transición, la más reciente expuesta en la referencia [SLD⁺02], hasta la medición de la masa en la referencia [GAB⁺07] y a tenor de los resultados expuestos en dichas referencias, el ^{68}Ni puede ser considerado como un posible sub-cierre de capas. Dicha consideración está fundamentada, de forma teórica, en la considerable diferencia de energía alrededor de $N = 40$, que separa las capas esféricas pf de la órbita $g_{9/2}$. En este caso, la separación no es tan importante como la existente entre $g_{9/2}$ y $d_{5/2}$, pero si lo suficiente como para ser tomada en cuenta de forma teórica. Así mismo, se aprecia una importante interacción entre las capas protónicas πpf y la neutrónica $\nu g_{9/2}$, como se expone más adelante.

De la misma forma, si se considera la energía del primer estado excitado, 2_1^+ , así como la probabilidad de transición del dicho estado excitado al estado fundamental, 0_1^+ , la cual se expresa como la $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ o que también denominaremos $B(E2\downarrow)$, para el caso de los isótopos del Ni y del Zn, al compararlas, como se muestra en la figura 1.10, se puede deducir lo siguiente: En el caso de la $E(2_1^+)$, en la cadena del Ni, se observa un máximo en $N = 40$ y a su vez para la $B(E2\downarrow)$ un mínimo. Por lo tanto, si se comparan los valores para ^{68}Ni con los observados para el ^{56}Ni , al cual le corresponde una $E(2_1^+) = 2700.6(7)$ keV y una $B(E2\downarrow) = 91(17) e^2 fm^4$, puede suponerse que dado en el caso del $N = 28$ es considerado y sobradamente demostrado experimentalmente un buen cierre de capas [JRE⁺06], se podría suponer, en principio, que el ^{68}Ni sea un buen sub-cierre de capas. Dado que para el ^{68}Ni se observa un valor aún más pequeño para la $B(E2\downarrow)$ que en el caso del ^{56}Ni y un valor muy alto para la $E(2_1^+)$.

Por otra parte, existen otros argumentos en contra, basados en otros factores espectroscópicos, por ejemplo, el estudio de la diferencia de energía de enlace del nucleón entre un núcleo y otro con 2 neutrones o protones [Kra88]. Se observa, para todos los cierres de

1.4 El ^{72}Zn y el interés que suscita la región $N = 40$

capas, que al añadir un par de neutrones o protones se produciría un aumento en dicha diferencia. En 2001, *H. Grawe* y *M. Lewitowicz* estudiaron la evolución de dicha diferencia en varias cadenas de isótopos, como la del Ca, Ni y del Sn [GL01]. Observaron que en el caso del Ni, únicamente para el ^{68}Ni , no se observa un incremento y por tanto no es compatible con un cierre de capas.

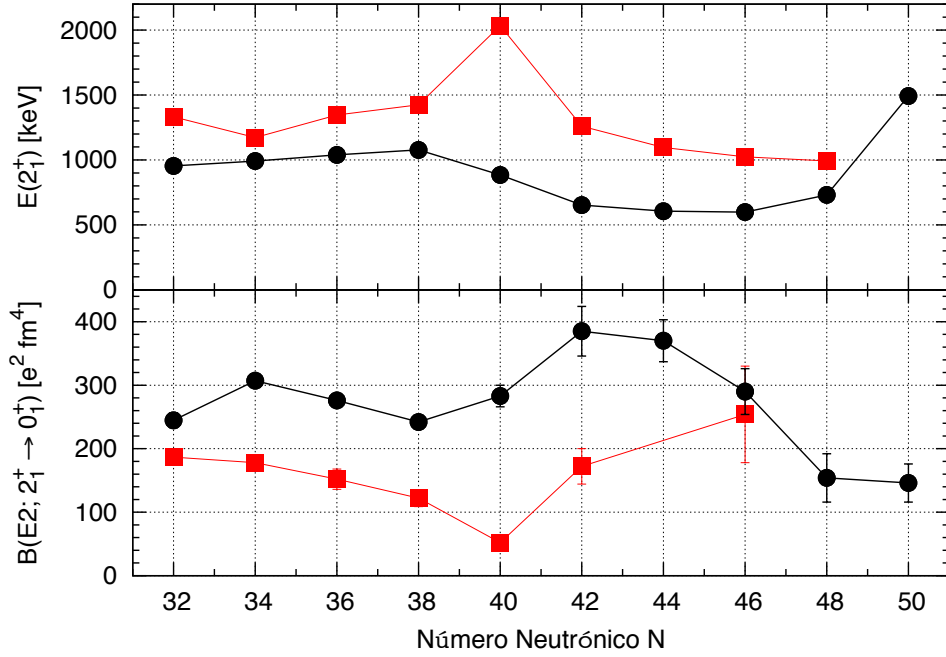


Figura 1.10: Valores tanto de la energía del primer estado excitado (2_1^+) así como de la probabilidad de transición, $B(E2\downarrow)$, en la región de interés para isótopos con $Z \geq 28$. En negro se indican los valores conocidos para la cadena de isótopos del Zn y en rojo para el Ni [VAA⁺07, PCH⁺12, NMF⁺12].

Asimismo, la capa $N = 40$ no siempre puede ser considerada como un buen sub-cierre de capas. Un ejemplo a tener en cuenta sería el caso del ^{80}Zr , el cual posee un valor de $Z = N = 40$. En este caso, se ha comprobado experimentalmente que dicho posible sub-cierre de capas, $N = 40$, no es lo suficientemente intenso como para estabilizar al ^{80}Zr en una estructura nuclear con forma esférica, cuando las interacciones residuales son consideradas. En consecuencia exhibe un comportamiento de un rotor muy deformado, siendo a su vez uno de los núcleos más exóticos existente en la naturaleza [LCC⁺87].

Si analizamos el comportamiento de los vecinos más próximos al ^{68}Ni , como por ejemplo los isótopos de hierro, cobalto, cobre o zinc, observamos lo siguiente:

Para la cadena de isótopos del zinc se ha comprobado, como se muestra en la figura 1.10, que la energía del estado 2_1^+ comienza a decrecer para $N = 40$ respecto a $N = 38$ y

la $B(E2\downarrow)$ comienza a aumentar. Dichos sucesos son interpretados como un aumento de la colectividad en dicha región [VAA⁺07, NMF⁺12]. Por otro lado, respecto a los valores ya medidos de los momentos magnéticos se ha observado que, para la cadena de los isótopos estables del zinc, toman valores compatibles con un comportamiento colectivo, ver figura 1.11. Como puede apreciarse en dicha figura, incluso para el núcleo del zinc con $N = 40$, ^{70}Zn , el cual se presupone que debería estabilizar la estructura nuclear, se aprecia el mismo comportamiento colectivo. Si fuese cierta la existencia de la subcapa $N = 40$, entonces la única contribución al factor giromagnético provendría de los dos protones de la capa $2p_{3/2}$, cosa que no ocurre dado que se observa un comportamiento compatible con el modelo colectivo. Pero si se considera el nuevo valor del factor giromagnético del ^{72}Zn obtenido por *Fiori et al.*, uno puede suponer que la capa $N = 40$ puede llegar a tener un efecto en la estabilización en la deformación del zinc.

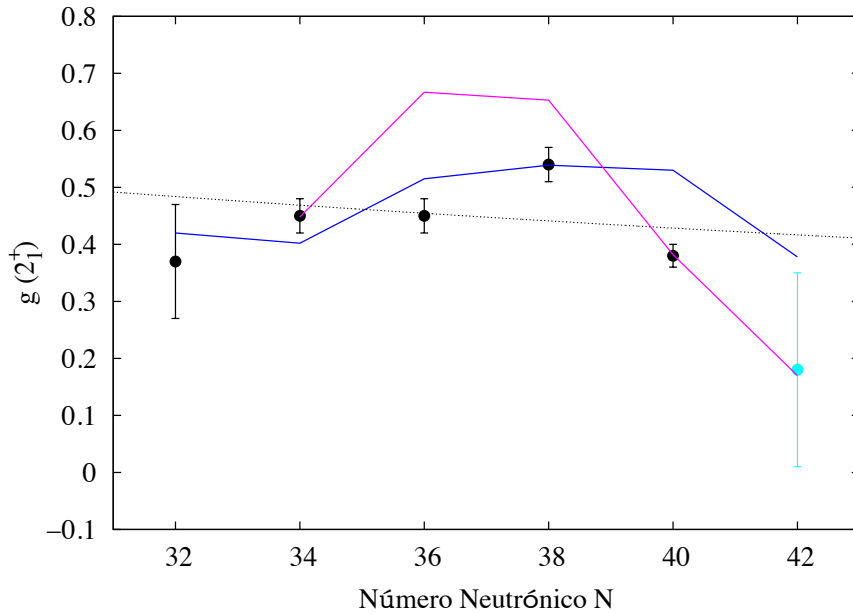


Figura 1.11: Factores giromagnéticos experimentales de la cadena de isótopos del Zn. Los círculos negros representan los resultados previos para los isótopos estables del Zn [MSL⁺10] y la línea azul es la predicción teórica [HOMHJ09]. El círculo azul claro es el resultado experimental y la línea púrpura es la estimación teórica para el ^{72}Zn dado por *Fiori et al.* en [FGS⁺12]. La línea de puntos representa el límite hidrodinámico (Z/A) correspondiente al modelo colectivo.

Mediante cálculos basados en el modelo de capas a gran escala (*Large-Scale Shell-Model*, *LSSM*), inicialmente introducido por *A.E. Zuker* en su artículo [Zuk97], y que posteriormente ha sido desarrollado en distintos modelos los cuales emplean distintos espacios de valencia e interacciones, ha podido estimarse el valor del factor giromagnético para diversos núcleos. En el caso que nos ocupa, para la cadena de isótopos pares estables $^{62-70}\text{Zn}$,

han podido reproducirse los valores experimentales del factor giromagnético con una buena concordancia. Para ello, se han considerado los factores giromagnéticos efectivos estándar expuestos en el apartado 1.2.1 y además se han llevado a cabo los cálculos LSSM partiendo de un núcleo de ^{56}Ni con un modelo de espacio de fase *fp**g*, como se expone en el artículo [MSL⁺10], los cuales fueron deducidos del artículo de *Homma et al.* considerando su modelo, el cual es llamado *JUN45* [HOMHJ09].

Por otra parte, según exponen *Lenzi et al.*, en su artículo [LNPS10], se ha tener en cuenta los siguientes aspectos: En la región próxima a $N = 40$ es necesario considerar la órbita $2d_{5/2}$ en el espacio de valencia neutrónico. Además, sugieren que ha de ser considerado un núcleo de ^{48}Ca , el cual para las capas protónicas ha de considerarse las capas *pf* completas y para los neutrones las capas $f_{7/2}p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}g_{9/2}d_{5/2}$. Para el caso del ^{72}Zn así como los isótopos anteriores, el cálculo teórico estimado ha sido realizado según lo expuesto anteriormente, aunque a diferencia de los isótopos estables calculados mediante *JUN45*, los factores giromagnéticos efectivos considerados son los siguientes: $g_l^\pi|_{eff} \approx 1.1 \cdot g_l^\pi$, $g_l^\nu|_{eff} \approx -0.1 \cdot g_l^\nu$ y $g_s^{\pi,\nu}|_{eff} \approx 0.75 \cdot g_s^{\pi,\nu}$ [FGS⁺12]. En la figura 1.11 se muestran los cálculos teóricos obtenidos con dichas consideraciones.

En el caso de los isótopos del hierro, el cual posee dos protones menos que el níquel, $Z = 26$, se ha observado experimentalmente un comportamiento colectivo en el estado 2_1^+ , tanto en la energía de excitación de dicho estado como en el valor de la probabilidad de transición, $B(E2\downarrow)$. En concreto en el caso del $^{64,66}\text{Fe}$, como se muestra en la figura 1.12 [LGO⁺10, RDI⁺11], se aprecia un incremento repentino justo para el valor $N = 40$ como se muestra en la referencia [GJB⁺10]. Teóricamente, dicho efecto es producido por la influencia de la capa protónica casi llena $1f_{7/2}$, la cual provoca acoplamiento entre los neutrones excitados de las capas *sdg* con los protones de las capas *pf* y por tanto observándose deformaciones en el núcleo [CNP02].

Si además son extraídos un par de protones al ^{66}Fe , se obtiene el ^{64}Cr con $Z = 24$, el cual, como se aprecia nuevamente en la figura 1.12, sufre un descenso en el valor de la energía del primer estado excitado, siendo dicho valor aún menor que el medido para el ^{66}Fe , y a su vez, un aumento en la $B(E2\downarrow)$. Dicho comportamiento es indiscutiblemente colectivo en las proximidades al $N = 40$, siendo máximo para dicho valor del número neutrónico. El comportamiento del ^{64}Cr es el esperado según las predicciones teóricas [LNPS10]. Por tanto, en ambos casos se puede inferir que dicho comportamiento viene dominado por la capa $\nu g_{9/2}$. En contraposición, observando y comparando el comportamiento del cromo, hierro y níquel tanto en $N = 28$, el cual está demostrado que es un buen cierre de capas, como en el $N = 40$, donde se aprecia nuevamente que el cromo y el hierro no se comportan como se esperaría en el caso de que la capa $N = 40$ fuese un buen sub-cierre de capas.

Hasta el momento, el comportamiento mostrado por los núcleos par-par próximos al ^{68}Ni difieren de dicho núcleo. Por otra parte, si consideramos los núcleos con paridad

impar-par, próximos al ^{68}Ni , nos encontramos con un par de casos interesantes, los cuales nos proporcionan información sobre el efecto de la interacción protón-neutrón de las capas πpf y $\nu g_{9/2}$, tanto atractivas como repulsivas.

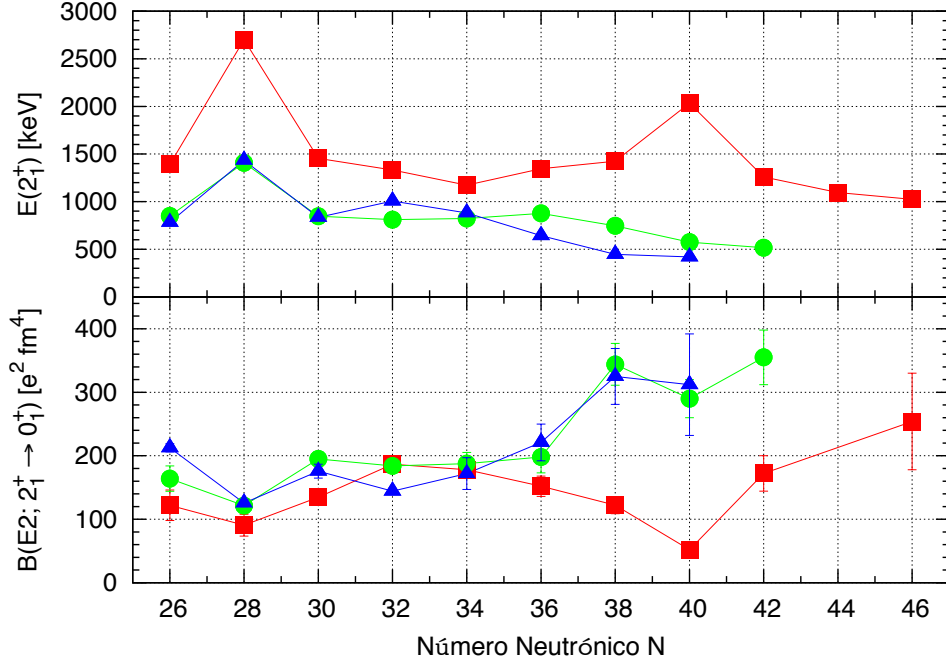


Figura 1.12: Valores tanto de la energía del primer estado excitado (2_1^+) así como de su probabilidad de transición, $B(E2\downarrow)$, en la región de interés para isotopos con $Z \leq 28$. En azul se indica los valores conocidos para la cadena de isotopos del Cr, en verde para el Fe y en rojo para el Ni [SRD⁺ 11, RDI⁺ 11, BGJ⁺ 12, PCH⁺ 12].

Por una parte se encuentra el cobre, con $Z = 29$. Sobre dicho elemento, es interesante mencionar el estudio realizado por *Franchoo et al.* de los isotopos $^{69,71,73}\text{Cu}$ [FHK⁺01]. En dicho caso, los resultados pueden ser explicados mediante el modelo de capas, donde predomina la naturaleza de partículas únicas. Para los tres casos, el estado fundamental es el $3/2^-$, el cual es explicado por el dominio de las capas $\pi p_{3/2}\nu p_{1/2}^2$ en la función de onda del ^{69}Cu , de $\pi p_{3/2}\nu g_{9/2}^2$ para el ^{71}Cu y de $\pi p_{3/2}\nu g_{9/2}^4$ para el ^{73}Cu . Si se estudian los primeros niveles excitados, ver figura 1.13, se observa un cambio drástico de la estructura de niveles nada más empezar el llenado de la capa $\nu g_{9/2}$, culminando con la inversión del estado fundamental, entre las capas $\pi p_{3/2}$ y $\pi f_{5/2}$ que fue predicha en [SDMVDH04] y posteriormente medida en [FVA⁺09]. Dicho efecto es producido por la interacción atractiva existente entre la capa $\pi f_{5/2}$ y la capa $\nu g_{9/2}$, al cual se le conoce como migración monopolar (*monopole migration*), y ha sido observado en distintas regiones, para $50 < N < 82$. En estos

1.4 El ^{72}Zn y el interés que suscita la región $N = 40$

casos, el efecto es producido por la interacción entre las capas $\pi g_{7/2}$ y $\nu h_{11/2}$ o las capas $\pi h_{11/2}$ y $\nu h_{9/2}$, como se expone en [HJM⁺87] y sus referencias.

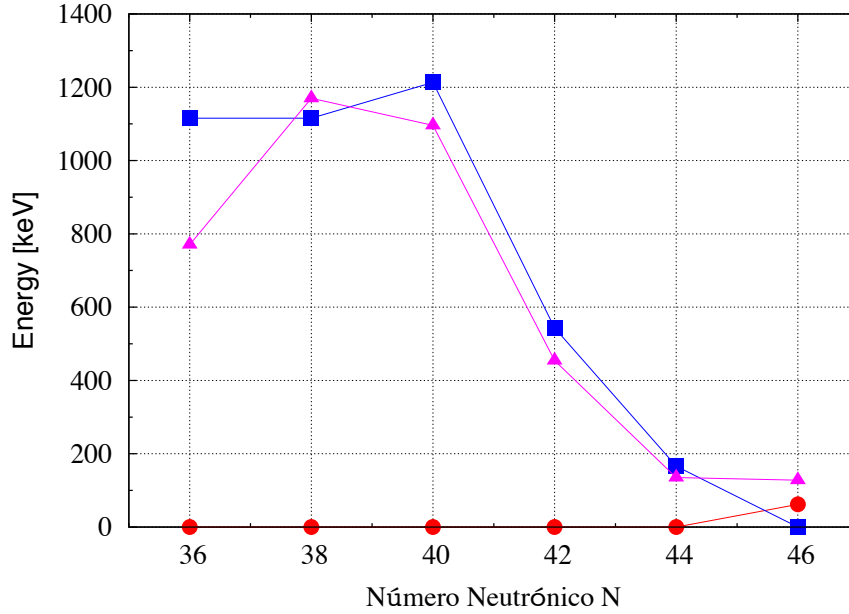


Figura 1.13: Evolución de los primeros estados excitados y del estado fundamental en la cadena de isótopos de Cu con A impar. En círculo rojo el nivel $3/2^-$, en triángulo púrpura el nivel $1/2^-$ y en cuadrado azul el nivel $5/2^-$ [FHK⁺01, FVA⁺09].

Por otra parte, al estudiar el estado $1/2^-$, para $N > 40$, se observa un descenso en la energía del estado, de la misma forma que para el estado $5/2^-$. Por otra parte, como expone *Stefanescu et al.* en su artículo [SGB⁺08], en este caso el descenso en la energía no va acompañado de un decrecimiento en la $B(E2; 1/2^- \rightarrow 3/2^-)$, como así sucede con el $5/2^-$. Por lo tanto, este comportamiento sugiere que dicho estado está dominado por un comportamiento colectivo. Además, *Flanagan et al.* midieron los momentos magnéticos para los mismos isótopos anteriormente mencionados, observando un aumento de la colectividad para el estado fundamental en el ^{75}Cu [FVA⁺09].

Por otro lado, con $Z = 27$ se encuentra el cobalto. En este caso, los cobaltos próximos a $N = 40$ tienen su importancia al encontrarse en la transición entre el ^{68}Ni , el cual tiene estructura esférica, y los estados excitados del ^{66}Fe , los cuales se encuentran deformados como hemos mostrado anteriormente. Hasta finalmente el ^{64}Cr , el cual posee un estado fundamental deformado. Los isótopos del cobalto próximos al ^{68}Ni pueden ser explicados mediante el modelo de capas, únicamente considerando un núcleo de níquel acoplado con un hueco en los protones en el orbital correspondiente, $\pi f_{7/2}^{-1}$.

En este caso, para todos los isotopos el estado fundamental es el $7/2^-$ [PIB⁺09]. Dicho procedimiento es análogo al expuesto con anterioridad para el $^{67,69}\text{Ni}$ y el $^{69,71,73}\text{Cu}$, es decir el acoplamiento de un núcleo inerte de níquel con un nucleón de valencia. *Pauwell et al.* en su amplio estudio concluye señalando que los protones intrusos en la configuración de capas son una clara evidencia de la fragilidad del $N = 40$ como un posible subcierra de capas [PIB⁺09].

La técnica del factor g

Como ya fue mencionado anteriormente, existen una gran cantidad de métodos para la determinación de momentos magnéticos [Sto11]. Uno de estos métodos, y por consiguiente el que ha sido utilizado, consiste en el estudio de los momentos magnéticos de los estados excitados mediante el uso de las correlaciones angulares perturbadas, en conjunción con la interacción de un campo magnético externo. Dicho método ha sido empleado, durante muchos años y con gran efectividad, con haces estables [SKN02].

A lo largo del capítulo se mostrará, de forma global, la técnica requerida para la medición de momentos magnéticos con haces radiactivos. Para la consecución de dicho objetivo, será necesario exponer distintos conceptos físicos involucrados en esta técnica, como por ejemplo: la excitación Coulombiana como mecanismo de orientación y de excitación del estado de interés, la necesidad de utilizar la cinemática inversa o la importancia de emplear campos magnéticos transitorios, así como sus peculiaridades y consideraciones necesarias para la determinación del factor giromagnético, a lo largo de los próximos capítulos.

Y además, al emplear haces radiactivos, es necesario tener en cuenta ciertas consideraciones con respecto a los haces estables y en consecuencia las desventajas que acarrea la utilización de haces exóticos. Todo ello será descrito en detalle al final del capítulo.

Por otra parte, este capítulo pretende otorgar al lector una idea conceptual de la técnica empleada. Si se desea profundizar hasta el mínimo detalle, a lo largo de cada apartado se mencionarán diversas referencias donde se expone con todo lujo de detalles la teoría que sustenta cada apartado.

2.1. Excitación Coulombiana

La excitación de estados de bajo espín es imprescindible para nuestro estudio. Con dicha meta, la excitación Coulombiana será una pieza fundamental durante el proceso. La excitación Coulombiana puede definirse como la excitación de estados colectivos excitados de bajo espín mediante un campo cuadrupolar eléctrico, siendo éste producido por una interacción electromagnética entre un núcleo del haz (o proyectil) y un núcleo del blanco. Además, hay que considerar que dicha interacción sólo puede ocurrir cuando la energía del haz, E_B , es menor o muy próximo a la energía de la barrera Coulombiana, E_{CB} , despreciándose en este caso la interacción nuclear, esto se conoce como *Safe-COULEX*. En el caso de que la energía del haz supere dicha barrera entonces pueden llegarse a dar otro tipo de procesos. En la figura 2.1 se muestra un esquema, a nivel nuclear, de como es producida la dispersión y excitación Coulombiana.

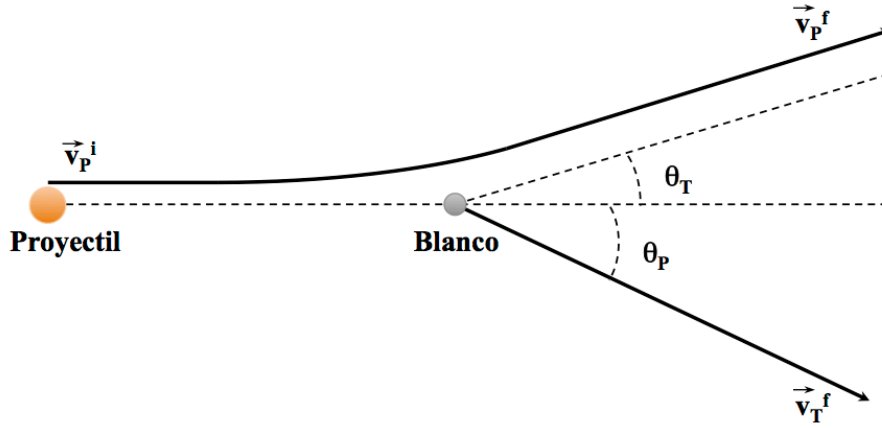


Figura 2.1: Trayectoria de una partícula pesada que interacciona con el campo Coulombiano producido por un núcleo ligero, esquema clásico.

La energía de la barrera Coulombiana, E_{CB} , entre un núcleo del haz (o proyectil), P , y un núcleo del blanco, T , puede ser estimada según la ecuación (2.1).

$$E_{CB} = \frac{A_P + A_T}{A_T} \frac{Z_P \cdot Z_T \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot R_I} \quad (2.1)$$

donde A_i es el número másico del núcleo i , Z_i es el número atómico del núcleo i , R_I es el radio de interacción entre los dos núcleos, e es la carga eléctrica y ϵ_0 es la permisividad del vacío. Por otro lado, el radio de interacción, R_I , por lo general, es mayor o igual que el radio de Coulomb, R_C [Wal11]. Si se considera que $R_I \approx R_C$ se puede estimar la energía de la barrera Coulombiana y por lo tanto, el radio de Coulomb, R_C , el cual puede expresarse de la siguiente forma:

$$R_C[fm] = \left(1.12 \cdot \sqrt[3]{A_P} - \frac{0.94}{\sqrt[3]{A_P}}\right) + \left(1.12 \cdot \sqrt[3]{A_T} - \frac{0.94}{\sqrt[3]{A_T}}\right) + 3.0 \quad (2.2)$$

En el caso que nos ocupa, supondremos un proyectil de ^{72}Zn y un blanco de ^{12}C . Calculando primeramente el radio de Coulomb según la ecuación (2.2) se obtiene $R_C = 9.59$ fm y aplicando dicho resultado a (2.1), se obtiene que la barrera de Coulomb es aproximadamente $E_{CB} \approx 189.3$ MeV.

La excitación Coulombiana posee importantes ventajas como mecanismo de excitación nuclear [ABH56]. Primeramente, la alta sección eficaz de interacción nos ayuda a maximizar la estadística del experimento. Por otro lado, genera un alto grado de alineamiento permitiendo la observación de estados de alta anisotropía. Siendo dichas propiedades esenciales para la medida de momentos magnéticos.

Es importante añadir que el decaimiento γ de los estados poblados vía excitación Coulombiana, permite, a su vez, obtener información sobre el espín del estado nuclear inicial, a través de la distribución angular de los rayos γ emitidos. Unido a lo anterior, concluimos que dicha técnica permite la obtención de estados excitados necesarios para la observación de momentos magnéticos con gran precisión y sensibilidad.

2.1.1. Cinemática asociada a la excitación Coulombiana

La excitación Coulombiana ha sido y es, desde hace muchas décadas, una técnica muy utilizada. Esencialmente, existen dos tipos diferentes de cinemática asociada a esta técnica, la cinemática estándar (o directa) y la inversa. La excitación Coulombiana en cinemática estándar consiste en un haz ligero que impacta sobre un blanco pesado, excitando ambos núcleos. El ión pesado es dispersado en la dirección del haz atravesando el resto del blanco, mientras que el ión ligero es dispersado y detectado a ángulos traseros, es decir mayores de 90° , ver figura 2.2(a).

Por otro lado, la excitación Coulombiana en cinemática inversa ocurre cuando un haz pesado impacta, en este caso, en un blanco ligero o de menor Z . En lugar de detectar los iones del blanco a ángulos traseros, en cuyo caso, son proyectados con ángulos próximos a la dirección del haz, ver figura 2.2(b).

Como ya ha sido mencionado con anterioridad, tanto el proyectil como el núcleo del blanco se desplazan en la misma dirección, la dirección del haz. Considerando que el núcleo del blanco posee una carga y masa pequeña será capaz de atravesar con mayor facilidad el resto de capas, aun siendo éstas muy espesas, pudiendo detectarse en alguno de los detectores de partículas emplazados a continuación del mismo. Los proyectiles pesados pueden ser parados al final del blanco o pueden salir de él, dependiendo del espesor del mismo.

Existen diversas ventajas en relación con la cinemática inversa respecto a la estándar. Como por ejemplo, el uso de la cinemática inversa incrementa la eficiencia en detectar coincidencias entre las partículas y la radiación γ .

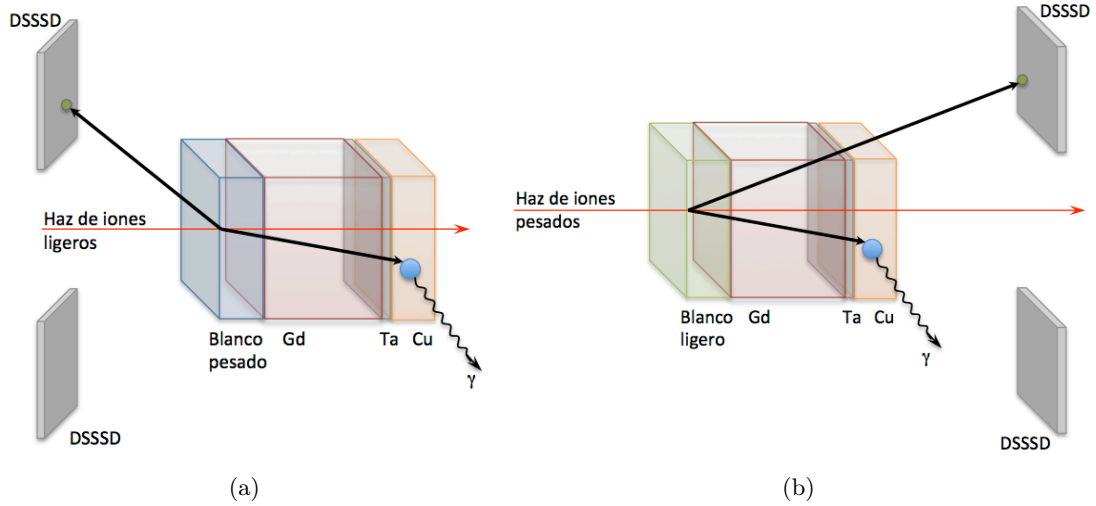


Figura 2.2: La figura muestra un esquema de la cinemática estándar (a) y de la cinemática inversa (b) en la excitación Coulombiana, además de la disposición que han de tener los detectores de partículas en cada caso en la medida de momentos magnéticos.

Otra ventaja es la velocidad que adquiere el proyectil excitado antes de atravesar la capa ferromagnética del blanco. Permitiendo que el proyectil experimente campos transitorios intensos dado que dicha intensidad del campo depende de la velocidad del ión, entre otros parámetros. Las características del campo transitorio serán desarrolladas en profundidad en la sección 2.3

Para haces radiactivos, el esquema de cinemática inversa es el único posible considerando que la producción de blancos de núcleos exóticos no es factible. Otra consideración es la dispersión del haz al atravesar el blanco, siendo un efecto crucial para la medida de momentos magnéticos mediante dicha técnica, como se expondrá en detalle en la sección 3.3.5 del próximo capítulo.

Considerando dichas ventajas, usar la excitación Coulombiana en combinación con la cinemática inversa, para haces radiactivos, es considerada la técnica más conveniente. Un desarrollo más formal de las ecuaciones empleadas en cinemática inversa son mostradas, en detalle, en el apéndice A. Donde los ángulos y energías tanto para el proyectil como para el núcleo blanco son determinados tanto para el sistema del laboratorio como para el centro de masas. Estas cantidades son esenciales para reconstruir la trayectoria del proyectil a lo largo del blanco, como se mostrará en capítulos posteriores.

2.2. Correlaciones angulares perturbadas

Sea un núcleo con momento magnético, μ , que atraviesa una región magnetizada con un campo magnético externo, B , en consecuencia el espín del núcleo experimenta una torsión debida al momento magnético el cual a su vez induce una precesión en el núcleo. La frecuencia de precesión está definida por la frecuencia de Larmor, ω_L , como se describe en la siguiente ecuación [EV89]:

$$\omega_L = -g \frac{\mu_N}{\hbar} B \quad (2.3)$$

donde μ_N es el magnetón nuclear y g es el factor giromagnético. En el estudio de un estado excitado con una vida media, τ , el efecto de la torsión produce un desplazamiento en la medición de la distribución angular de los rayos γ de un ángulo Φ , ver la ecuación (2.4).

$$\Phi = \omega_L \cdot \tau = -g \cdot \tau \frac{\mu_N}{\hbar} B \quad (2.4)$$

La intensidad del campo magnético, B , requerido para producir una precesión apreciable, Φ , depende de la vida media, τ , del estado de interés. Por lo tanto, el valor del factor $B \cdot \tau$, deducida de la ecuación (2.4), necesario para observar una precesión de 100 mrad por unidad de factor g , es aproximadamente $2 \cdot 10^{-9}$ T · s. Suponiendo el caso en el cual la vida media del estado excitado de un ión es del orden de los μ s, el campo magnético ha de ser del orden de los militesla (mT). Por otro lado, si la vida media fuera del orden de ns, es requerido un campo magnético del orden de los tesla (T).

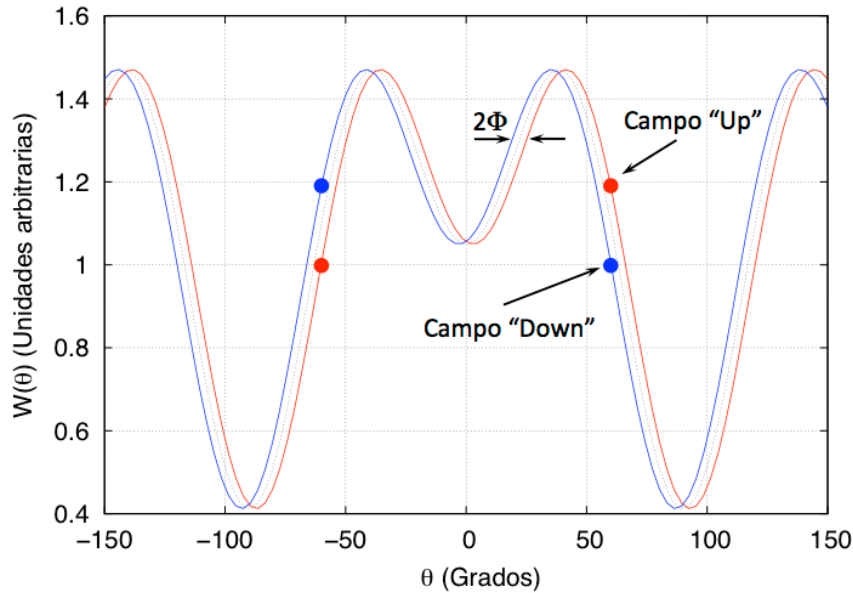


Figura 2.3: Desplazamiento de la correlación angular cuando un campo magnético es aplicado en dos direcciones opuestas entre sí.

Además existe la inviabilidad material de obtener campos magnéticos tan intensos únicamente mediante campos estáticos externos. Por dicho motivo y dada la necesidad de producir campos magnéticos lo suficientemente intensos como para ser capaces de inducir una precesión que pueda ser medida, se empleará la técnica de los campos magnéticos transitorios. Dicha técnica será explicada, en detalle, en la sección 2.3.

Con objeto de incrementar el efecto observable en la medida de la precesión, una variación en las direcciones del campo ha de ser producida, considerando dichas variaciones como el cambio en la orientación del campo magnético, entre la dirección hacia arriba y hacia abajo respecto a la dirección del haz. Por lo tanto, la precesión medida será 2Φ , en la figura 2.3 se muestra un ejemplo de esta influencia.

La emisión de la radiación γ de un estado excitado está caracterizado por un patrón específico, el cual depende del orden multipolar de la radiación, y se puede definir mediante la distribución angular. Además, si la emisión de la radiación γ es combinada con la partícula asociada a su emisión en el proceso, a dicho suceso lo definimos como correlación angular.

Assumiendo que para un campo magnético el cual es perpendicular a la dirección del haz, la correlación angular perturbada dependiente del tiempo se expresa como:

$$W(\theta, t) = \sum_k A_k \cdot P_k(\cos(\theta \pm \omega t)) \quad \forall k = 0 \dots k_{max} \quad (2.5)$$

donde $P_k(\cos(\theta \pm \omega t))$ son los polinomios de Legendre de orden k , A_k son los coeficientes de la correlación angular perturbada dependiente del tiempo y k se define entre 0 y un k_{max} , el cuál viene dado por la multipolaridad L de la transición de la forma siguiente, $k_{max} = 2^L$.

Existen muchas referencias donde dicho mecanismo es descrito con gran detalle [Sie65, Yam67, Stu03], por ello únicamente, a lo largo de esta sección, se mostrará una pequeña introducción, centrándose en las correlaciones angulares perturbadas, es decir, cuando existe una coincidencia entre la desexcitación γ y su partícula asociada. Siguiendo el formalismo de las distribuciones angulares (2.5), la correlación angular se puede generalizar de la forma siguiente

$$W(\theta) = 1 + \sum_k A_k^{Exp} \cdot P_k(\cos(\theta)) \quad \forall k = 1 \dots k_{max} \quad (2.6)$$

donde $P_k(\cos(\theta))$ son los polinomios de Legendre de orden k y A_k^{Exp} son los parámetros experimentales que caracterizan la correlación angular para cada caso. Dichos parámetros pueden ser descompuestos en distintos coeficientes, como puede apreciarse en la ecuación (2.7).

$$A_k^{Exp} = G_k \cdot Q_k \cdot A_k^{Theo} \quad (2.7)$$

donde cada uno de ellos representa lo siguiente: A_k^{Theo} son los coeficientes de la correlación teórica los cuales caracterizan la correlación angular para el caso del máximo alineamiento

2.2 Correlaciones angulares perturbadas

y el resto de parámetros se engloban dentro de los coeficientes de atenuación. Estos coeficientes están conformados por G_k que es la atenuación debida al ángulo de aceptación del detector de partículas y Q_k que es la atenuación debida al tamaño finito del detector de rayos γ , pudiéndose ser determinado mediante el promedio sobre el ángulo sólido para el detector [MY68].

En general, los coeficientes teóricos, A_k^{Theo} se definen como [Sie65, Yam67]

$$A_k^{Theo} = B_k(I_i) \cdot F_k(LL' I_f I_i) \quad (2.8)$$

donde b_k es el tensor estadístico y $F_k(I_f I_i LL')$ es el factor geométrico, definidos como

$$B_k(I_i) = \begin{cases} (-1)^{I_i} \cdot (2I_i + 1)^{1/2} \cdot \langle I_i \ 0 \ I_i \ 0 | k \ 0 \rangle & \forall k \text{ enteros} \\ (-1)^{I_i-1/2} \cdot (2I_i + 1)^{1/2} \cdot \langle I_i \ \frac{1}{2} \ I_i \ -\frac{1}{2} | k \ 0 \rangle & \forall k \text{ semienteros} \end{cases} \quad (2.9)$$

$$F_k(LL' I_f I_i) = (-1)^{I_i+I_f+1} \cdot [(2k+1) \cdot (2I_i+1) \cdot (2L+1) \cdot (2L'+1)]^{1/2} \cdot \begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} L & L' & k \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix} \quad (2.10)$$

siendo L y L' las multipolaridades de las radiación γ , para una transición pura $E2$ sería $L = L' = 2$, I_i y I_f son el estado inicial y final del espín, respectivamente y por último las matrices, los símbolos de Wigner 3j entre paréntesis y los símbolos de Wigner 6j entre llaves. Estos parámetros pueden ser calculados explícitamente como se muestra en [Rot59, Yam67]. Considerando una transición del estado 2^+ al estado 0^+ , se obtiene como parámetros teóricos, $A_2^{Theo} = 0.714$ y $A_4^{Theo} = -1.714$.

Si se considera la conservación de la paridad, en la ecuación (2.6), sólo los valores pares de k han de ser considerados y en el caso de una transición $E2$ el valor máximo de k será $k_{max} = 4$. En consecuencia, la correlación angular para transiciones $E2$ puede ser expresada como

$$W(\theta_\gamma) = 1 + A_2^{Exp} \cdot P_2(\cos(\theta_\gamma)) + A_4^{Exp} \cdot P_4(\cos(\theta_\gamma)) \quad (2.11)$$

Partiendo de la correlación angular experimental (2.11), la pendiente logarítmica, $S(\theta_\gamma)$, puede ser deducida, ver ecuación (2.12). Dicha ecuación tendrá su importancia en el cálculo de la precesión.

$$S(\theta) = \frac{1}{W(\theta)} \frac{dW(\theta)}{d\theta} \quad (2.12)$$

2.2.1. Ángulo de precesión

El ángulo de precesión, $\Delta\Phi$, se expresa como la relación entre la pendiente logarítmica, $S(\theta_\gamma)$ y el efecto ϵ , como se muestra en (2.13).

$$\Delta\Phi = \frac{\epsilon}{S(\theta)} \quad (2.13)$$

El efecto, ϵ , se obtiene a partir de la razón, ρ , como se define en la ecuación (2.14) y a su vez dicha razón está definida, de forma genérica, como la relación entre las intensidades para las diferentes direcciones del campo magnético, que denominaremos “Up” y “Down”, y para un ángulo de medida, θ , y su simétrico, $-\theta$, respecto a la dirección del haz. En la sección 4.3 del capítulo del análisis se expondrá más en detalle el cálculo de la razón, ρ .

$$\epsilon = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \quad (2.14)$$

Por otro lado, el ángulo de precesión experimental deducido, $\Delta\Phi$, puede ser expresado como una combinación de distintas precesiones, dependiendo de su naturaleza, como se muestra a continuación

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{SF} + \Delta\Phi_{TF} + \Delta\Phi_{Feeding} \quad (2.15)$$

donde $\Delta\Phi_{SF}$ es la precesión angular debida al campo estático, que sufre el núcleo del haz al ser detenido en la capa ferromagnética antes de decaer, $\Delta\Phi_{TF}$ es la precesión debido al efecto del campo magnético transitorio y $\Delta\Phi_{Feeding}$ es el ángulo de precesión acumulado en dicho estado proveniente de estados superiores [RSA95]. Todas estas contribuciones a la precesión serán discutidas con mayor profundidad en un apartado del capítulo 4, que está dedicado al análisis.

2.3. Técnica de campos transitorios

El campo magnético transitorio es esencial en la determinación de momentos magnéticos nucleares, tanto para haces estables como exóticos, siempre y cuando la vida media del estado excitado de interés sea del orden de los pico-segundos, en cuyo caso generar campos magnéticos intensos, del orden de los kT , es crucial para ser capaces de observar ángulos de precesión, como se mostró en la ecuación (2.4).

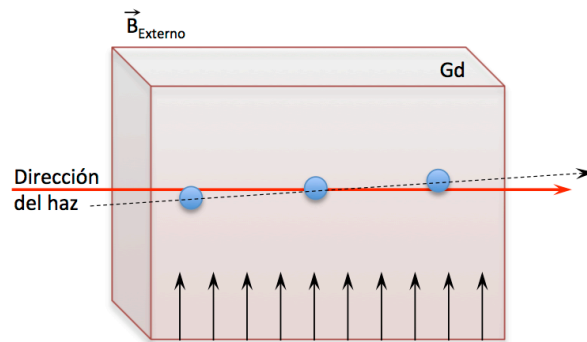


Figura 2.4: Esquema de como se produce el intercambio del alineamiento entre el espín de los electrones no apareados de la capa s del ión con el material ferromagnético, cuando el ión lo atraviesa a cierta velocidad. Por lo tanto, se induce un progresivo alineamiento del espín del ión.

2.3 Técnica de campos transitorios

Primeramente hay que mencionar que el campo magnético transitorio está producido por la interacción hiperfina entre un ión que se mueve a cierta velocidad y los electrones de un medio ferromagnético magnetizado, ver la figura 2.4. Dicho campo depende fundamentalmente de dos factores, del número atómico, Z , y de la velocidad del ión, v , produciendo campos transitorios por lo general entre los kT y los MT de intensidad.

Por otro lado, el campo transitorio origina un intercambio de la polarización entre los espines del ión y el de los electrones del material ferromagnético magnetizado, lo que provoca una polarización en el espín de los electrones desapareados de las capas s con el movimiento de los iones. El campo transitorio estará orientado en la misma dirección que la del campo externo. En general, el campo transitorio puede parametrizarse como:

$$B_{TF} = \sum_n p_{ns}(v, Z, host) \cdot q_{ns}(v, Z) \cdot B_{ns}(Z) \quad (2.16)$$

siendo q_{ns} y p_{ns} la fracción de iones con un único electrón en el orbital ns y sus grados de polarización respectivamente y B_{ns} es el campo de contacto de Fermi del ión.

El campo de contacto de Fermi esta asociado principalmente con dos mecanismos que polarizan los electrones de la capas s . Puede ser por un electrón proveniente del material ferromagnético, el cual puede ser capturado, ya sea por un hueco en un orbital o simplemente ocupar un orbital s en el ión. Por lo general este último será el más probable para electrones con espín anti-paralelo al campo externo. En ambos casos resulta que el alineamiento de los espines electrónicos de las capas s siguen la misma dirección que la polarización del campo ferromagnético. Debido al carácter atómico del campo de contacto de Fermi, entonces la intensidad del campo incrementa de forma proporcional a $(Z/n)^3$, donde Z es el número atómico del ión y n es el número cuántico principal del estado en cuestión.

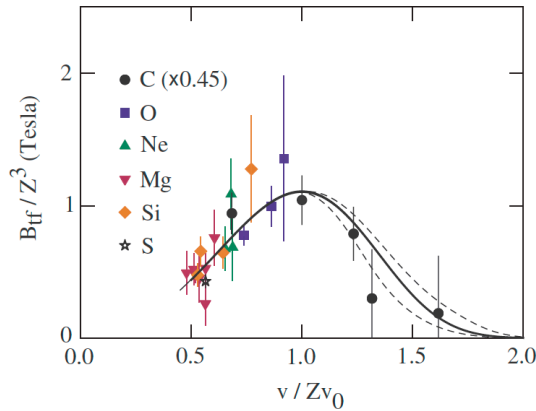


Figura 2.5: Evolución del campo transitorio dependiendo de la velocidad del ión en el gadolinio [SDM⁺ 06].

Por otro lado, se aprecia una dependencia de la intensidad del campo transitorio con la velocidad del ión en el interior del material. El incremento en la intensidad del campo transitorio puede ser discernida hasta un máximo, definido por el producto de la velocidad de Bohr, $v_0 = e^2/\hbar$, y el número atómico, Z . Para velocidades más allá del producto, $Z \cdot v_0$, se experimenta un descenso en la intensidad del campo transitorio. En la figura 2.5 se aprecia la evolución de la intensidad del campo transitorio con dicho factor.

Por lo tanto, suponiendo la aproximación al caso del modelo más simple, el de un ión de hidrógeno con un solo electrón en la capa s , el campo transitorio más grande que puede obtenerse es expresado como

$$B_{TF} = p_{1s}(v, Z, host) \cdot q_{1s}(v, Z) \cdot B_{1s}(Z) \quad (2.17)$$

donde q_{1s} es la fracción de iones con el orbital $1s$ medio lleno, p_{1s} es el grado de polarización en el orbital $1s$ y B_{1s} es el campo de contacto de Fermi o hiperfino producido por un electrón $1s$ desapareado en el núcleo. En consecuencia con lo anteriormente expuesto, el campo hiperfino puede expresarse de la forma siguiente [SKN02]:

$$B_{1s}(Z) = 16.7 \cdot R(Z) \cdot Z^3[T] \quad (2.18)$$

siendo $R(Z)$ la corrección relativista, que es aproximadamente

$$R(Z) \approx 1 + (Z/84)^{5/2} \quad (2.19)$$

La determinación del campo magnético transitorio no puede ser obtenido con precisión, exceptuando el simple caso del modelo de Hidrógeno. A pesar de esto, en el pasado se estudiaron algunos casos particulares, únicamente para unos pocos iones [GKK⁺78, AWH⁺82] y de los cuales se conoce muy bien su comportamiento respecto al campo transitorio.

2.3.1. Parametrizaciones del campo transitorio

Dado la nula existencia de una solución exacta para la ecuación (2.16), y con la imperativa necesidad de extender la determinación de dicho campo transitorio para más núcleos y diversas velocidades, varias parametrizaciones empíricas han sido desarrolladas. Obteniéndose los parámetros más relevantes para describir el campo transitorio desde un punto de vista global y generando diferentes parametrizaciones empíricas para lograr medir de forma muy razonable el factor giromagnético mediante este método. Las parametrizaciones más comunes serán descritas a continuación:

$$\text{Parametrización lineal [EHZ⁺77]: } B^{LIN} = a \cdot Z \cdot \frac{v}{v_0} \quad (2.20)$$

$$\text{Parametrización de Rutgers [SMB⁺80]: } B^{RUT} = a' \cdot Z^{1.1} \cdot \left(\frac{v}{v_0}\right)^{0.45} \cdot M \quad (2.21)$$

$$\text{Parametrización de Chalk-River [AWH⁺82]: } B^{CR} = a'' \cdot Z \cdot \frac{v}{v_0} \cdot e^{-\beta \cdot v/v_0} \quad (2.22)$$

Como se puede apreciar, para todas las parametrizaciones expuestas, existe una misma dependencia. Pudiendo caracterizarse por los parámetros siguientes: las constantes a , a' y a'' en los tres casos representan la polarización del medio ferromagnético, v_0 la velocidad de Bohr, v la velocidad del ión en el medio y Z el número atómico del ión. Comparando dichas parametrizaciones, se observa que su mayor diferencia proviene de la dependencia con la velocidad. Además, en el caso de la parametrización de Rutgers también incluye un término de magnetización, M , el cual describe de forma directa la dependencia de la magnetización con la temperatura. Siendo el valor de M para los materiales más comunes como el hierro de 174.0 mT y 206.0 mT para el gadolinio [AM76].

De la misma manera, es interesante denotar que si se considerasen iones medios o pesados con velocidades promedio moderadas, $v/v_0 \leq 5$, han de utilizarse las parametrizaciones de B^{RUT} y de B^{CR} , en particular para los núcleos pertenecientes a la región de las tierras raras [SKN02]. Por otra parte, *Benczer-Koller et al.* en su artículo [BKK07] sugiere que la velocidad de los iones han de estar dentro del rango de velocidades $2 \leq v/v_0 \leq 8$ al lo largo de toda la capa ferromagnética. Sin embargo, en la actualidad, la parametrización lineal, B^{LIN} , es la más utilizada para determinar factores giromagnéticos [SKN02]. Para dicha parametrización, el valor de a es de 17 T en el caso del gadolinio y de 12 T para el hierro.

2.3.2. Atenuación del campo transitorio

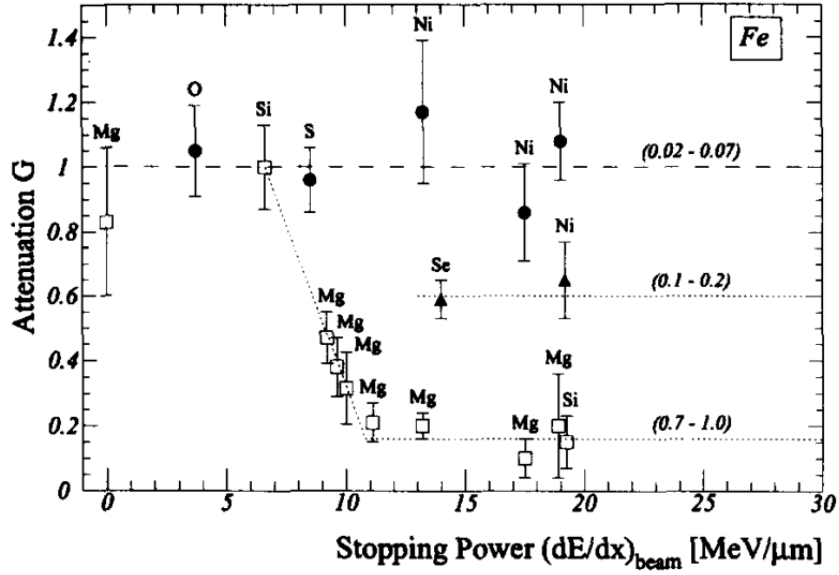
Suponiendo el caso de un ión perteneciente a un haz el cual atraviesa una capa ferromagnética, se observa una atenuación en la intensidad del campo transitorio. Dicha atenuación esta producida por el paso del haz a través del material ferromagnético. Únicamente usando proyectiles dispersados vía cinemática inversa a cierta velocidad ha podido ponderarse dicho efecto, al poderse medir los momentos magnéticos para ambos núcleos. La atenuación del campo transitorio, G_{beam} , para la parametrización lineal se define como

$$G_{beam} = \frac{B_{TF}}{B^{LIN}} \quad (2.23)$$

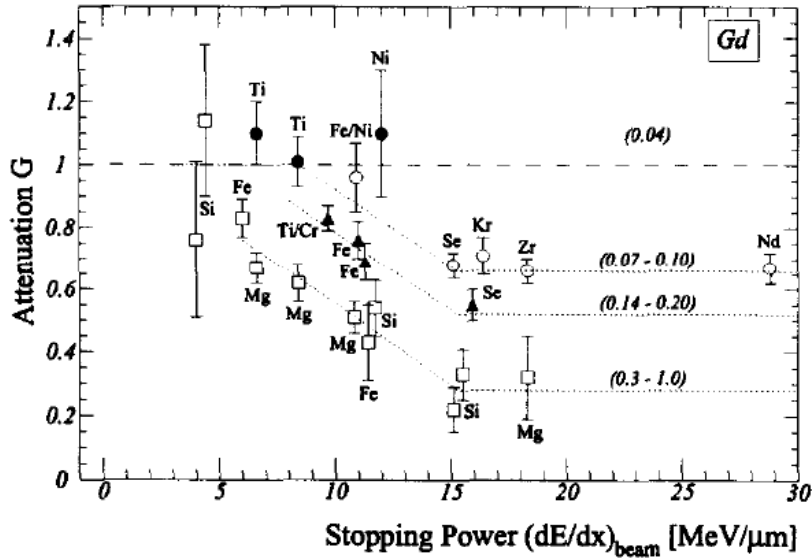
donde B_{TF} es la medida del campo magnético transitorio. En el supuesto caso de utilizar las otras parametrizaciones, tanto para la B^{RUT} así como la B^{CR} , dicha atenuación está incluida como un término de magnetización o como una amortiguación exponencial dependiente de la velocidad, respectivamente.

La pérdida de energía, dE/dx , de un haz en el material ferromagnético es un parámetro clave en la determinación de la atenuación. Considerando, por otro lado, que para núcleos pesados se producen mayores atenuaciones respecto a los ligeros. Otra magnitud sensible a la atenuación es la velocidad del ión, el cual también está determinado por la influencia

de las capas ns electrónicas en el campo transitorio. Entonces, se puede concluir que se pueden obtener grandes atenuaciones a altas velocidades, pero sin olvidarse del límite ya expuesto de, $Z \cdot v_0 = v$. Además ha de ser determinado, en promedio, el poder de frenado que sufre el ión en el interior del material ferromagnético.



(a)



(b)

Figura 2.6: La atenuación del campo transitorio, G_{beam} , para varios iones en (a) el hierro y (b) el gadolinio respecto al poder de frenado de los iones del haz. La línea de puntos representa las diferentes regiones caracterizadas por v/Zv_0 . [SKN02]

Por lo tanto, en la figura 2.6 se representa toda la información necesaria para la deducción de la atenuación del campo transitorio producida por el haz, tanto para el hierro como el gadolinio, partiendo de la determinación de la cinemática de los iones en el blanco durante el experimento.

2.4. Medidas de momentos magnéticos con haces radiactivos

Para la medición exitosa de momentos magnéticos con haces radiactivos han de ser considerados ciertos aspectos relevantes en contraposición a los haces estables. Es crucial tener un fondo de radiación γ muy reducido. Dicho fondo, evidentemente, está supeditado al decaimiento β del núcleo de interés y a los contaminantes que pudiera contener el haz. Por otro lado, como ha sido señalado a lo largo del capítulo, es necesario disponer de un blanco con un espesor considerable. En este sentido, la dispersión del haz producida por el blanco ha de ser estudiada con sumo detalle para el caso de haces radiactivos, siendo la radiación depositada a lo largo del experimento una gran desventaja para la medición del momento magnético.

Como primer paso, es necesario un estudio de la cadena de desintegración del núcleo de interés, que en este caso se trata del ^{72}Zn . Basándose en las *ecuaciones de Bateman*, puede ser evaluada la actividad producida durante un periodo de tiempo. Dicha estimación teórica puede ser deducida a través de la producción y el decaimiento de la radiactividad [Kra88].

En dicho caso, la producción y el decaimiento de un núcleo puede ser expresado de la siguiente forma

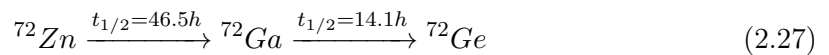
$$dN_1 = R \cdot dt - \lambda_1 \cdot N_1 \cdot dt \quad (2.24)$$

$$dN_2 = \lambda_1 \cdot N_1 \cdot dt - \lambda_2 \cdot N_2 \cdot dt \quad (2.25)$$

donde R es el número de núcleos por segundo inyectados por el haz, N_i es el número de núcleos de la especie i y λ_i es la constante de decaimiento o de desintegración del núcleo i , pudiendo ser descrita en términos de la vida media, $t_{1/2|i}$, como se muestra en la ecuación (2.26), el cual se define como el tiempo necesario para reducir a la mitad el número de núcleos de la especie i [Kra88].

$$\lambda_i = \frac{\ln(2)}{t_{1/2|i}} \quad (2.26)$$

En el caso particular que nos ocupa, el decaimiento del ^{72}Zn , la cadena de desintegración termina en el ^{72}Ge , el cual es estable [Nat], como se muestra en 2.27.



Por lo tanto, al aplicar las ecuaciones desde la (2.24) a la (2.26) a nuestro caso de interés, la actividad para cada núcleo vendrá dada por

$$\begin{aligned} A_{Zn} &= R \cdot (1 - e^{-\lambda_{Zn} \cdot t}) \\ A_{Ga} &= R \cdot \left(\frac{\lambda_{Zn}}{(\lambda_{Ga} - \lambda_{Zn})} \cdot e^{-\lambda_{Ga} \cdot t} + \frac{\lambda_{Zn}}{(\lambda_{Zn} - \lambda_{Ga})} \cdot e^{-\lambda_{Zn} \cdot t} + 1 \right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

donde R es el número de núcleos por segundo inyectado por el haz y $A_i(t)$ es la actividad en función del tiempo.

Por consiguiente, el número de γ 's que son detectados en cada detector de radiación γ y para cada núcleo vendrá determinado por la actividad de cada uno de ellos multiplicada por la multiplicidad de cada núcleo y evidentemente también por la eficiencia de cada detector. La multiplicidad es el promedio del número de γ 's que se producen para un núcleo al decaer a su núcleo hijo.

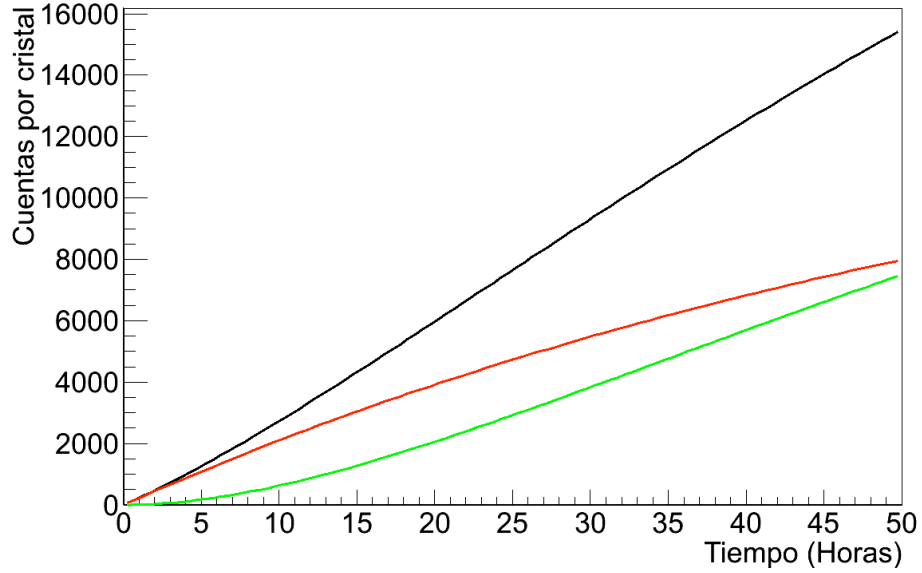


Figura 2.7: Estimación teórica de la radiación detectada por un detector γ en el caso de un decaimiento β iniciado en el núcleo padre ^{72}Zn , al ser implantado en el interior del blanco. La línea roja es la cantidad de radiación γ detectada proveniente del decaimiento del ^{72}Zn , la línea verde es la cantidad de radiación γ detectada proveniente del decaimiento del ^{72}Ga y por último la línea negra es la suma de ambas líneas. En este caso se ha supuesto una producción del haz, $R = 10^7$ núcleos/s.

Siendo la multiplicidad de ^{72}Ga es 1.5 y para el ^{72}Ge es 2.1 [Nat] y la eficiencia, en este caso, para cada cristal de MINIBALL es de 0.01 [MIN], y además, suponiendo un haz de intensidad constante de ^{72}Zn , la evolución del número de γ 's en cada cristal puede ser estimada como se muestra en la figura 2.7. En este caso se ha asumido el caso más

2.4 Medidas de momentos magnéticos con haces radiactivos

desfavorable, el cual se produce cuando todos los iones del haz son parados en el interior del blanco, produciendo una emisión isótropa de radiación γ que es medida por igual por todos los detectores de MINIBALL.

Finalmente, es importante mencionar que la consecuencia directa que tendrá dicho fondo de radiación será el aumento del tiempo muerto en la electrónica, siendo aún más relevante según vaya incrementándose el número de cuentas detectadas por cristal. Con el objetivo de mantener bajo control dicho efecto, un profundo estudio de la cinemática e implantación de los núcleos dispersados ha de llevarse a cabo. Dicho estudio nos dará información del emplazamiento óptimo de los detectores de partículas, la cantidad y el lugar donde apantallar la cámara de reacción con láminas de plomo, entre otros factores. En el apartado del montaje experimental, 3.4, dicho problema será discutido en profundidad y se proporcionarán algunas soluciones para conseguir obtener un montaje lo más efectivo posible.

Montaje Experimental

Con el objetivo de proporcionar una visión global, tanto de los detalles como de los problemas experimentales que acarreó el experimento y que fueron resueltos. En este capítulo se expondrá en detalle todo aquello relacionado con el montaje del experimento. Primeramente se partirá de las instalaciones actualmente utilizadas en el estudio de haces exóticos o radiactivos, *Radioactive Ion Beams (RIBs)*, hasta llegar a concentrarnos en la instalación donde fue llevado a cabo el experimento que ocupa esta tesis, *Isotope Separator On-Line DEtector (ISOLDE)*, concretamente fue utilizada la línea experimental de haces radiactivos post-acelerados, *Radioactive beam EXperiment at ISOLDE (REX-ISOLDE)*.

Seguidamente se mostraran los elementos que fueron empleados para llevar a buen término dicho experimento. Por un lado, la matriz de detección de radiación γ , *MINIBALL*, y además una nueva cámara de reacción para la medición de factores giromagnéticos que fue desarrollada íntegramente en el Instituto de Estructura de la Materia (IEM-CSIC), en la cual se incorporaron unos nuevos detectores de partículas compactos que fueron adquiridos especialmente para dicha cámara.

Finalmente, se explicara, con sumo detalle, el montaje experimental, haciendo hincapié en cualquier detalle relevante que posteriormente será necesario para el análisis del experimento. Y por último, la parte final del capítulo se dedicará a exponer el procedimiento empleado para la calibración de todos los detectores utilizados y la determinación de la posición angular de cada elemento de detección, así como se expondrá el cálculo de la eficiencia de cada uno de los detectores γ .

3.1. La instalación ISOLDE

La producción y posterior aceleración de haces de núcleos radiactivos, lejos del valle de la estabilidad, ofrecen nuevas oportunidades en la investigación en física nuclear, permitiendo una exploración más profunda de la estructura nuclear así como de los mecanismos de reacción. Con dicha meta, la producción de haces de iones radiactivos (RIBs) son cruciales para los nuevos horizontes de estudio. Hoy en día, han sido desarrolladas dos tipos de técnicas distintas para la obtención de haces radiactivos:

- Técnica de fragmentación del proyectil.
- Técnica de separación de isótopos en línea (Isotope Separation On-Line, ISOL).

En el primer caso, el haz es producido en instalaciones de producción en vuelo (*o In-flight*), como GANIL, MSU, GSI o RIKEN. Por lo general, en dichas instalaciones, el haz es generado a partir de un haz de iones pesados primario que impacta sobre un blanco fino (es decir con un valor de Z bajo), que produce un haz secundario compuesto por un cóctel de isótopos de alta energía. El haz secundario es separado mediante diferentes espectrómetros, pudiéndose extraer el ión deseado. Las principales características son la facilidad de seleccionar cualquier producto que llega a los espectrómetros, con alta precisión y muy poca contaminación, y evidentemente la obtención de isótopos con una vida media muy pequeña, de hasta los μs . En estas instalaciones, las energías del haz pueden llegar a variar de entre MeV/u hasta los GeV/u.

La otra técnica consiste en un haz primario incidente, que puede ser ligero o pesado, el cual impacta en este caso, en un blanco pesado a altas temperaturas. Produciéndose en el interior del blanco diversos tipos de isótopos mediante tres mecanismos de reacción distintos: espalación, fusión y fragmentación. Los isótopos son extraídos del blanco por medio de difusión atómica y selección química. Posteriormente, dichos núcleos han de ser ionizados para poder ser acelerados y separados según su la relación carga-masa que posean. Algunos ejemplos de este tipo de instalaciones son ISOLDE, JYFL, Oak Reach y TRIUMF.

En la instalación ISOLDE (situada en el CERN) los iones radioactivos son producidos por un haz de protones de 1,4 GeV, proveniente del sincrotrón de protones (*PS Booster*), que incide sobre un blanco pesado [KFJ⁺92, Kug00, ISO]. Dependiendo del isótopo que se desee obtener existen diferentes tipos blancos que pueden ser elegidos. En nuestro caso, será un blanco de carburo de uranio (UC_x). En promedio, el *PS Booster* proporciona un pulso de $3 \cdot 10^{13}$ protones cada 1,2 s. Esto es equivalente a un haz de intensidad de $2 \mu\text{A}$, que por otra parte es el máximo que se proporciona a la instalación. Dichos pulsos son suministrados en grupos o paquetes de 12 a 48 ciclos. Los isótopos producidos se mueven a través del blanco hasta prácticamente casi fuera del mismo por difusión térmica, donde son extraídos, ionizados y enviados al separador de masas con un estado de carga (1^+). ISOLDE

3.1 La instalación ISOLDE

posee dos separadores de masas distintos, el *General Purpose Separator (GPS)* y el *High Resolution Separator (HRS)*. Una vez que son seleccionados los isótopos, son acelerados en el post-acelerador REX-ISOLDE hasta la estación de trabajo. En la siguiente figura 3.1 se representa una visión global de la instalación [KFJ⁺92, Kug00].

En algunos casos, debido al gran número de isóbaros producidos, únicamente este proceso no es suficiente para obtener el haz de iones requerido. Por ello es esencial alcanzar un alto grado de pureza química, y por lo tanto, es requerida una separación adicional entre los núcleos con diferente número atómico, Z .

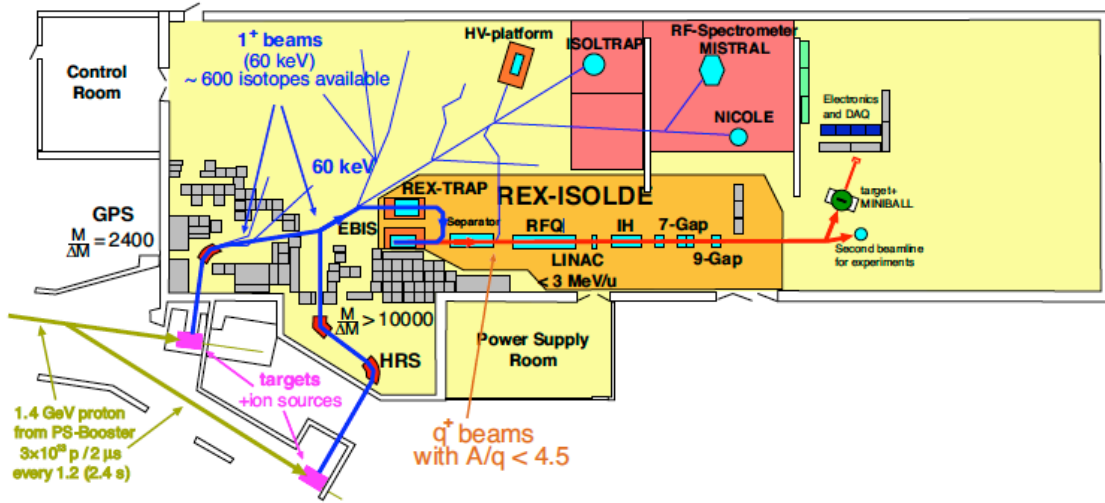


Figura 3.1: Diagrama de la zona experimental de ISOLDE, desde donde impactan los protones del PS-Booster hasta el final de REX-ISOLDE

El sistema *Resonant Ionisation Laser Ion Source (RILIS)* puede proporcionar una última separación mediante técnicas de física atómica, en este caso mediante la resonancia de foto-ionización por etapas a través de un sistema complejo de láseres [V.I93, FHK⁺00, CFK⁺04, RIL]. El RILIS proporciona una alta separación de isótopos a través de un proceso de ionización rápido, eficiente y altamente selectivo en Z . Dicho proceso es posible gracias a la explotación de la estructura electrónica única que poseen las diferentes especies atómicas. El láser incide de forma directa sobre el blanco primario extrayendo los isótopos que deseamos seleccionar.

3.1.1. El post-acelerador REX-ISOLDE

Partiendo de un haz de baja energía, entre 30 y 60 keV, proporcionado por ISOLDE tras la primera selección en uno de los dos separadores de masas, los iones son dirigidos al sistema de post-aceleración de REX-ISOLDE [HKS⁺00, KSE⁺03, REX].

El mecanismo empleado en la post-aceleración, REX-ISOLDE, está conformado en distintas etapas. Primeramente, los iones son atrapados y enfriados en una trampa de iones (o *Penning trap*) llamada REX-TRAP, posteriormente son transferidos al *REX-Electron Beam Ion Source (REX-EBIS)* en paquetes o grupos para ser ionizados. Es importante señalar que dependiendo de el estado de carga deseado dicho proceso conllevará más o menos tiempo (entre 50 μ s a 300 μ s).

El siguiente paso, consiste en un último separador de masas que intenta reducir la contaminación de otros iones en el haz. En dicho separador se realizará una separación respecto al factor A/q (siendo siempre $A/q < 4.5$). Y finalmente, serán acelerados hasta una energía de 3 MeV/u aproximadamente en cuatro etapas distintas, a través del *REX-Linear Acelerador (REX-LINAC)*, con una intensidad del haz de $< 10^9$ iones/s. Un esquema del post-acelerador REX-ISOLDE se muestra en la figura 3.2.

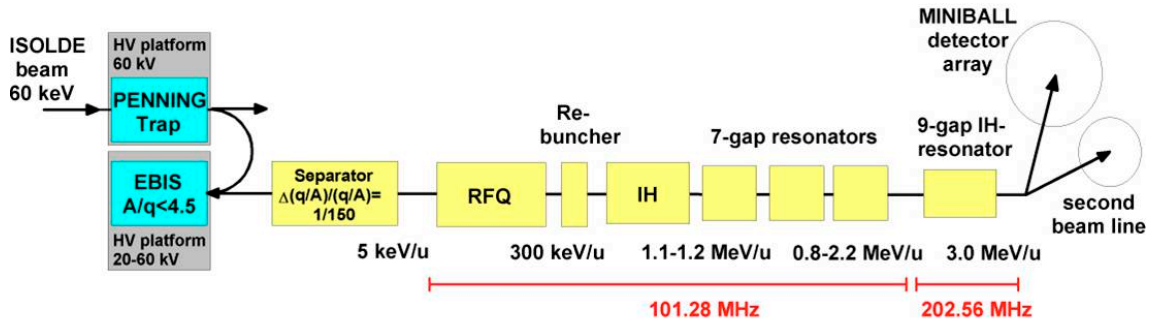


Figura 3.2: Esquema del sistema de post-aceleración REX-ISOLDE.

3.2. La matriz de detectores γ MINIBALL

Como consecuencia de los nuevos desarrollos de hace exóticos y partiendo de los conocimientos adquiridos al utilizar otras matrices de detección γ como EUROBALL y GAMMASPHERE, a mediados de los 90 se decidió construir un nuevo array, el cual se emplearía en instalaciones, principalmente ISOL, con hace exóticos de unos pocos MeV/u. Por ello y tras diversas simulaciones y discusiones se acometió su construcción [HRT⁺97]. La principal diferencia respecto a los diseños anteriores es la eliminación de los supresores de radiación Compton, obteniendo un detector con una eficiencia mayor respecto a sus predecesores.

MINIBALL, es una matriz de detectores de germanio de alta pureza (HpGe), la cual está conformada por 8 grupos de cristales (o *clusters*), cada grupo está conformado por tres cristales, y que a su vez, cada cristal está segmentado en seis partes iguales, como puede verse en detalle en la figura 3.3, donde la línea discontinua denota los diferentes contactos que separan cada uno de los segmentos [HRT⁺97, EPT⁺01, WWA⁺13, MIN].

3.2 La matriz de detectores γ MINIBALL

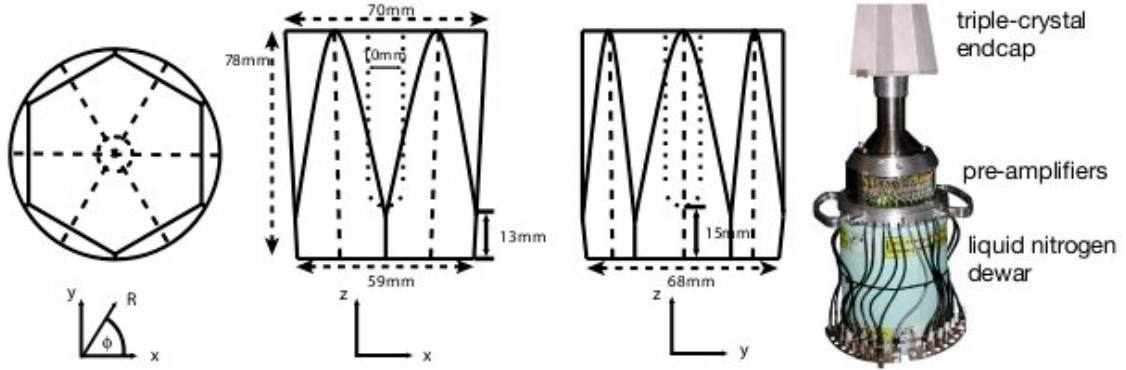


Figura 3.3: En las primeras imágenes se muestran la geometría de los cristales al detalle mostrando las dimensiones de cada cristal y en la última imagen uno de los 8 grupos de cristales que conforma el detector MINIBALL.

La segmentación permite determinar, con mayor precisión, en qué punto del cristal ha tenido lugar la primera interacción y con ello mejorar la corrección Doppler necesaria para reconstruir la energía del γ emitido y que ha sido emitida por un núcleo en vuelo. Éste será un punto crucial en el análisis.

Por otro lado, los cristales son agrupados de tres en tres, conformando un grupo (o *cluster*) con el único objetivo de mejorar la eficiencia en el fotopico, mediante el proceso de añadir las energías detectadas en coincidencia en todo el *cluster*. Con el fin de obtener la energía total del rayo γ que ha sido depositada en más de un cristal.

Los ocho grupos o *clusters* pueden ser emplazados alrededor de una cámara esférica o cilíndrica, para ello se emplea una estructura conformada por seis brazos que

le da a la estructura misma una apariencia esférica, ver figura 3.4. Es interesante denotar que dicho marco está graduado, de tal forma que nos proporciona una referencia geométrica inicial de la disposición de cada elemento, tanto de los cristales como de los segmentos respecto al hipotético centro donde se emplazaría el blanco [WWA⁺13, MIN].



Figura 3.4: Estructura de la matriz de MINIBALL.

Algunas características que describen la matriz de detectores MINIBALL y que se describen en detalle en las referencias [WWA⁺13, MIN] son:

- Eficiencia energética total de fotopico: $\varepsilon_{ph} \geq 20\%$ a $E_\gamma = 1.3$ MeV y $\varepsilon_{ph} \geq 5\%$ a $E_\gamma = 11.7$ MeV.
- Alta capacidad de conteo: $< 10k$ cuentas/s para cada cristal de Ge.
- Granulado: es de 144 en 4π incluyendo la información radial procedente del procesamiento de la forma del pulso.
- Tamaño mínimo de la esfera interior libre de detectores auxiliares: radio ≥ 10 cm.

3.3. Cámara de reacción

Como es bien sabido, la medición de momentos magnéticos con haces estables ha sido aplicada, durante muchos años, con muy buenos resultados. Tras los nuevos avances realizados en el desarrollo de haces radiactivos, surge la necesidad de implementar dicha técnica para este tipo de haces. Pero, a su vez, han aparecido ciertos inconvenientes que han de ser solventados, especialmente en el caso de haces de baja energía, siendo éstos los empleados en las técnicas LVTF y RIV. Dichos problemas se relacionan fundamentalmente con la radiactividad de los núcleos y la imposibilidad de detener completamente el haz en la zona del blanco o próximo a los detectores de radiación γ , no así era en el caso de los haces estables [KSE⁺00].

Durante los últimos años, una diversa variedad de cámaras han sido desarrolladas por la comunidad científica nuclear involucrada en la medición de momentos magnéticos con haces radiactivos [KSE⁺00, KCBK⁺04, BKKG⁺08], algunas veces con mayor o menor éxito. Por ello y con el objetivo de medir momentos magnéticos mediante la técnica LVTF con haces radiactivos, se ha querido desarrollar una nueva cámara de reacción. En consecuencia y considerando todo lo ya expuesto hasta ahora, dicha cámara ha de cumplir ciertos requisitos como por ejemplo: otorgar cierta libertad en la disposición de los detectores de partículas, un sistema de refrigeración y un sistema de magnetización del blanco, y todo ello en una cámara con una baja absorción de radiación γ . La nueva cámara de reacción ha sido diseñada siguiendo dichos requisitos y considerando a su vez que se desea utilizar en conjunción con la matriz de detectores de MINIBALL.

Se eligió un diseño cilíndrico para la cámara, como se aprecia en la figura 3.5, por diversas razones: primeramente por su sencillez, resistencia a tensiones mecánicas y manejabilidad al soldar un tubo de salida del haz. A su vez, dicha geometría favorece el emplazamiento de los detectores de partículas en distintas posiciones, así como la disposición de los detectores de germanio en sentido radial desde el centro de la misma, a una

3.3 Cámara de reacción

distancia reducida entre el blanco y los detectores de germanio, siendo ésta última una pieza clave en la técnica LVTF. Y por último, dicha geometría favorece tanto la actuación del sistema de refrigeración sobre el blanco, así como la transmisión del campo magnético a través de la cámara mediante un circuito magnético. Como último detalle, la cámara fue construida en aluminio, con espesor variable, pero siendo de 3 mm en las zonas susceptibles de ser medida la radiación γ . Por otra parte, se colocó un colimador con el objetivo de asegurarse de que el haz vaya lo más centrado posible. Por último, ambos lados de la cámara han de unirse a la línea de MINIBALL-ISOLDE mediante unos tubos de tamaño ya definidos (ISO-100).

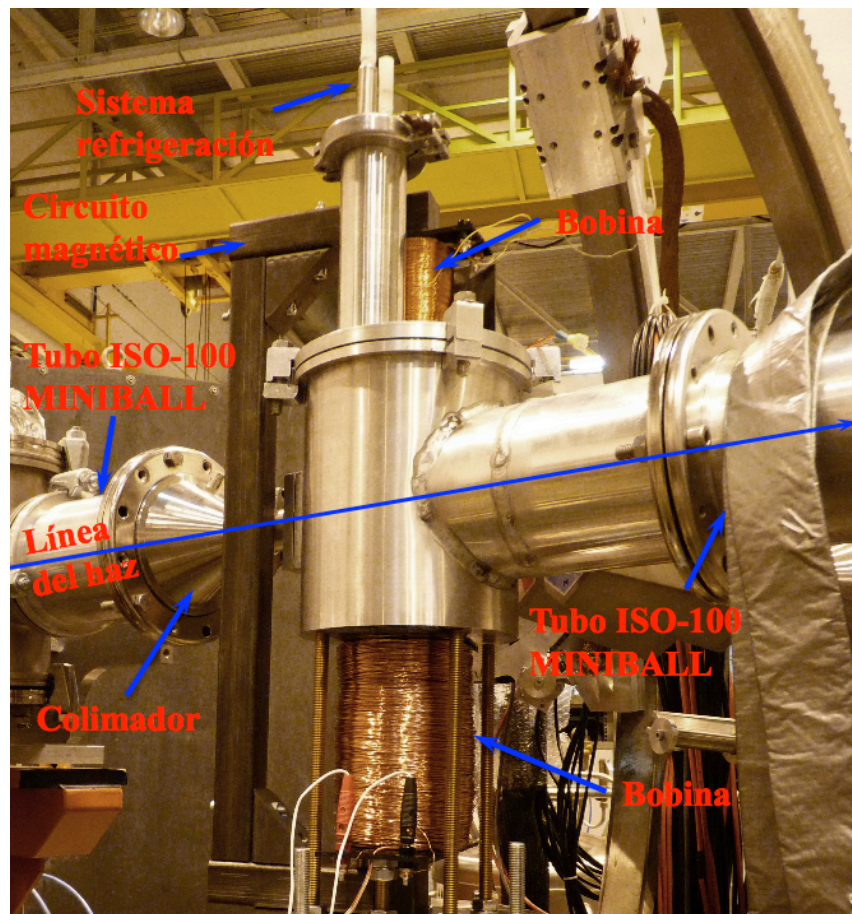


Figura 3.5: Esquema del exterior de la cámara de reacción. Donde se muestra la disposición final de las bobinas, el circuito magnético y del sistema de refrigeración respecto a la cámara de reacción, en el centro de la estructura de la matriz de MINIBALL.

Un punto crucial, para la viabilidad de la cámara al emplear haces radiactivos, fue el diseño del tubo de salida del haz, donde dicha pieza debía de cumplir ciertos requisitos: ser lo más ancha posible en su inicio, que encajase en el tubo final de la línea de REX-

ISOLDE, entre otros. Por ello, se optó por una forma cilíndrica en contraposición a una cónica, básicamente porque la unión a la cámara sería lo más ancha posible sin perjudicar la conexión con la línea de REX-ISOLDE. Además de la forma, es esencial el radio del cilindro, el cual se eligió considerando lo siguiente: que el radio del tubo de salida ha de respetar cierta proporción con el radio de la cámara para que soporte las tensiones mecánicas producidas durante el experimento, por otra parte que no penalice en exceso la relación cercanía-disposición angular de los detectores de germanio y finalmente, que el final del tubo ha de encajar en la línea REX-ISOLDE y por lo tanto el diámetro no ha de ser mayor que el de dicha pieza que iba a continuación.

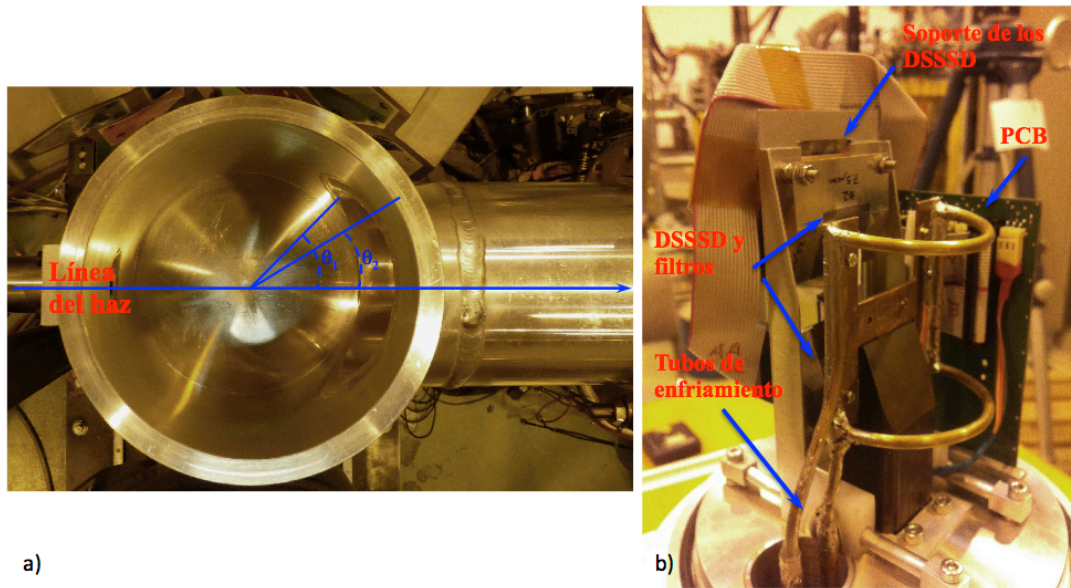


Figura 3.6: En la figura (a) se muestra el cuerpo de la cámara siendo los ángulos $\theta_1 = 46^\circ$ y $\theta_2 = 36^\circ$ el máximo y mínimo ángulo polares, respecto a la dirección del haz, donde el tubo de salida de la cámara está soldado al cuerpo de la cámara. En la figura (b) se identifican las partes más significativas la cámara que se encuentran en la tapa.

Mecánicamente, hay varios puntos importantes que han de ser señalados. En primer lugar y como se muestra en la figura 3.6(a), el haz entra por un orificio practicado en el cilindro al cual se le soldó una pletina para conectarlo al colimador, que a su vez está unido a la línea de REX-ISOLDE, como ya fue mencionado con anterioridad. Además, de forma simétrica a éste último se soldó el tubo de salida, como se aprecia en la misma figura. A su vez, se puede determinar el ángulo mínimo por el cual una partícula dispersada del blanco no tocaría la cámara, como puede verse, nuevamente, en la figura 3.6(a).

El otro punto crucial de la cámara se encuentra en las bases, en las cuales se realizaron lo siguiente: en ambas se practicaron un fresado para reducir al mínimo el aluminio que

se interpone entre el interior y el exterior de la cámara, como se expondrá en detalle en el apartado 3.3.2. Por otra parte, una de las bases, en concreto la base que se encontraba en la parte superior de la cámara, fue elegida como la base maestra, ver figura 3.6(b). En esta base se dispusieron los detectores de silicio sujetos a un marco, así como el sistema de refrigeración y la electrónica a través de una tarjeta de circuito impreso (comúnmente llamada PCB). Todos los constituyentes de la base maestra serán tratados a continuación en detalle.

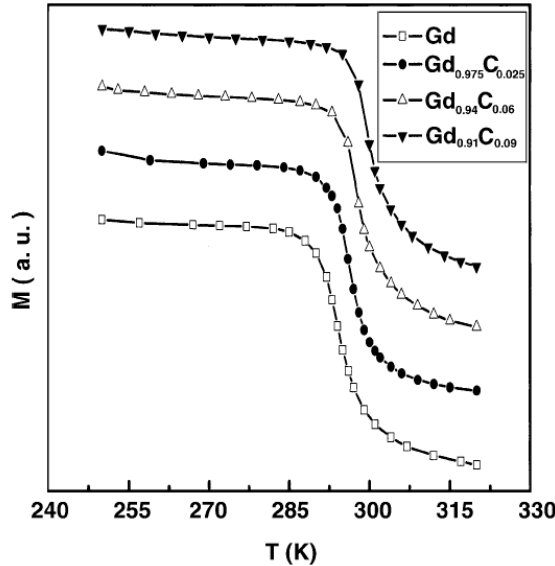
3.3.1. Sistema de refrigeración

El sistema de refrigeración es necesario únicamente si la capa ferromagnética que conforma el blanco tiene una temperatura de Curie, T_C , incompatible con la temperatura a la cual se lleva a cabo el experimento. Es decir, que dicha temperatura sea próxima o menor a la temperatura del laboratorio. Tradicionalmente se ha utilizado el hierro, el cual posee una T_C próxima a 1043 K. En la actualidad, y habiéndose observado que el gadolinio genera un campo transitorio aproximadamente 10 veces más intenso que el hierro [SDM⁺06], se opta por este material antes que el hierro. Pero en el caso del gadolinio su T_C es 294 K y por lo tanto se encuentra por debajo de la temperatura del laboratorio. Pese al inconveniente de tener una T_C tan baja y dada la necesidad de generar campos transitorios lo más intensos posibles, se eligió el gadolinio, como material constituyente de la capa ferromagnética, con el objetivo de medir un mayor efecto.

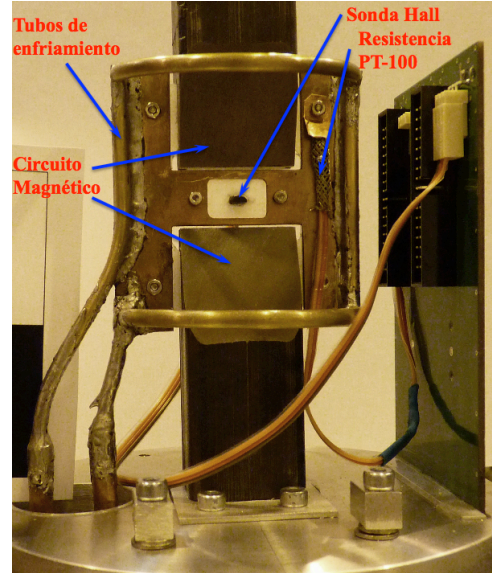
Siendo la T_C del gadolinio cercana a la temperatura ambiente y por otro lado considerando que aparece un cierto calentamiento producido por el impacto del haz en el blanco es imperativo mantener una temperatura uniforme y por debajo de la T_C en la parte ferromagnética del blanco, ver figura 3.7(a). En experimentos previos, se sugiere una temperatura de $\approx 80K$ como referencia [FJP79, HWA⁺84]. Por ello, ha sido desarrollado un circuito de refrigeración basado en nitrógeno líquido para satisfacer estos requisitos.

El sistema de refrigeración consiste en un marco de cobre en forma de H donde se emplazará el blanco. El enfriamiento se producirá por contacto térmico (y en menor medida por radiación térmica) entre el marco de cobre y el blanco. Este marco, a su vez, será enfriado por contacto mediante un circuito fabricado con tubos de latón, por los cuales circulará nitrógeno líquido. En la figura 3.7(b) se aprecia como queda dicho sistema fusionado con la tapa de la cámara. En dicha figura, se aprecia por un lado la artesanía del circuito y por otro la extensión de estaño existente a lo largo del circuito. Este baño fue dado con el único objetivo de evitar los microporos producidos por las soldaduras de los tubos o simplemente los ya existentes en el propio latón y que al enfriarse, a temperaturas tan bajas, pueden romper el vacío imposibilitando la realización de la medida, dado que en el interior del circuito está circulando una mezcla de aire frío y nitrógeno líquido. Además, por último, no hay que olvidar que cada material es susceptible a contracciones al enfriarse, así como

perder elasticidad. Por ello, dichos materiales han de ser compatibles entre sí, incluido el estaño para que al contraerse no puedan ni romperse ni que aparezcan microporos.



(a)



(b)

Figura 3.7: La figura (a) representa la magnetización respecto a la temperatura para varios tipos de gadolinio [WSH⁺ 05]. En (b) se muestra la disposición del sistema de refrigeración y de magnetización del blanco, así como la termo-resistencia conectada al mismo.

Para prolongar la longevidad del sistema, se decidió comenzar de forma progresiva el enfriamiento del circuito para reducir al máximo cualquier rotura de las soldaduras o que aparezcan microporos que puedan llevar a la imposibilidad de obtener un vacío mínimo dentro de la cámara.

Durante el experimento se controló la temperatura del blanco, procurando mantener una temperatura constante. Para ello, se dispone de una termo-resistencia PT-100 en contacto con el marco de cobre. La PT-100 es un detector de temperatura por resistencia (RTD), el cual hace corresponder un valor resistivo con una temperatura. Por lo general, están conformados por materiales como platino, níquel o cobre, los cuales han sido calibrados para dichas mediciones. En este caso en concreto se ha seleccionado una resistencia PT-100 fabricada en platino con un rango de medición entre -200° a 850°.

Por último, es necesario producir un flujo constante de nitrógeno líquido si se desea mantener una temperatura tan baja durante el experimento. Para ello y tras sopesar varias opciones, como bombas de extracción o circuitos cerrados, se llegó a la conclusión que la mejor opción, tanto económica como fiable era utilizar una bomba de vacío. Dicho sistema funcionaba mediante la extracción de nitrógeno líquido a través de la bomba de vacío

dispuesta en un extremo del circuito, mientras que en el otro extremo se encontraba un recipiente aislado (o dewar) con nitrógeno líquido. Llegándose a mantener un flujo constante de nitrógeno y por tanto una temperatura constante de 120 K durante el experimento.

3.3.2. Campo magnético

La producción de un campo magnético es indispensable para la creación de campos transitorios en el interior de un material ferromagnético, y en consecuencia para la medición de momentos magnéticos mediante dicha técnica. Por lo tanto, han de ser evaluados ciertos parámetros como: la intensidad del campo magnético producido, la forma de focalizar el campo magnético sobre el blanco o la forma de transmitir dicho campo a través de la cámara con el mínimo de pérdidas posible.

La solución más viable es emplear un circuito magnético, el cual encierre y focalice las líneas de campo a través de un material ferromagnético. El flujo magnético puede ser generado o por imanes permanentes o electroimanes. Pero, para este tipo de experimentos, el uso de electroimanes es lo más conveniente si se desean realizar cambios rápidos en la dirección del campo magnético, además de reducir al máximo la ocupación del espacio en el interior de la cámara. Por otro lado, como sabemos, dicho circuito magnético ha de atravesar la cámara por ambos lados, además de focalizar, en la medida de lo posible, las líneas de campo sobre la zona del blanco.

Partiendo de dichas necesidades, ha sido diseñado un circuito magnético, como se muestra en el esquema de la figura 3.8, y a su vez han sido ajustados ciertos parámetros en la cámara de reacción. Es decir, en las zonas de contacto, en las cuales el circuito magnético pasa al interior de la cámara y de la misma forma sale de ésta, ha sido rebajado el espesor de las paredes hasta llegar a unos 2 mm, con el objetivo de reducir al mínimo las pérdidas en el campo magnético. Además, en las partes finales, aquellas que conectan el circuito magnético con el blanco, ha sido practicados unos cortes dándole forma de cuña para focalizar las líneas de campo

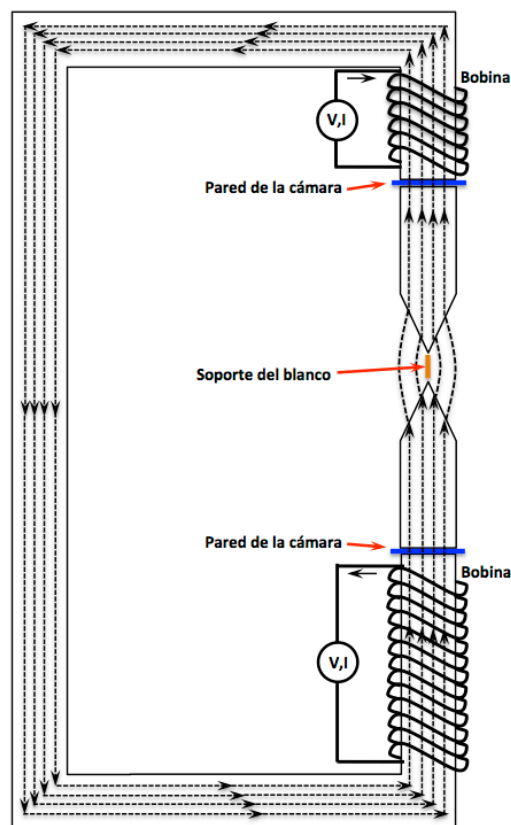


Figura 3.8: Esquema del circuito magnético construido para la cámara de reacción.

salientes del circuito sobre el blanco. Una barra de sección cuadrada ($\approx 3 \times 3 \text{ cm}^2$) de hierro dulce ha sido empleada para la fabricación del circuito magnético.

Por otro lado se ha de generar una intensidad de campo magnético como mínimo de 0.08 T. En consecuencia y acorde con el esquema de la figura 3.8, han sido construidas 2 bobinas que encajan perfectamente en las barras que conforman el circuito magnético, una encima y otra debajo de la cámara, las cuales llegan a producir una intensidad de campo magnético tal que cumplen las especificaciones requeridas. Además de producir el campo magnético necesario, se comprobó que el utilizar dos bobinas favorece a su vez la focalización de las líneas de campo en la zona del blanco. La bobina emplazada en la parte superior de la cámara tiene un número de vueltas $N \approx 2000$ de hilo de cobre de un diámetro $d = 0.4 \text{ mm}$. La otra bobina, emplazada en la parte inferior, posee un número de vueltas de $N \approx 6000$ de hilo de cobre de un diámetro $d = 0.71 \text{ mm}$. Ambas bobinas son alimentadas por una única fuente de voltaje, $V = 30 \text{ V}$. El campo magnético ha sido verificado mediante la medición de dicho campo por medio de una sonda hall emplazada justamente en el centro del soporte del blanco, como se muestra en la figura 3.7(b).

3.3.3. Detectores de partículas

En primera aproximación, la cámara fue diseñada para emplazar dos detectores de silicio (Double Sided Silicon Strip Detector, DSSSD). Dichos detectores estarían situados en el plano perpendicular a la línea del haz, con una superficie activa de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ y con un tamaño total de $4 \times 5 \text{ cm}^2$ y dividido en 16 bandas (o *Strips*) por cada cara, ver figura 3.9. Estas bandas están entrecruzadas generando una pixelación que nos conferirá una mejor determinación en la posición de las partículas detectadas y por lo tanto deducir su naturaleza. Para saber más acerca de las características de estos detectores de silicio, se puede consultar en la web de la empresa *MICROM* [Mic].

Para conseguir cierta flexibilidad en la disposición de los detectores, y en consecuencia, ser capaces de variar el ángulo de cobertura de ambos detectores dependiendo de la cinemática del experimento a realizar, se ha desarrollado un soporte flexible. En este caso, el soporte empleado para fijar los DSSSD's a la estructura de la cámara, dispone de cierta holgura para poder regular la distancia entre la línea del haz y el borde del DSSSD (dicha separación oscilaría entre 0.5 a 2 cm). Además, dicha estructura puede situarse a una distancia de entre 3 a 4.5 cm,

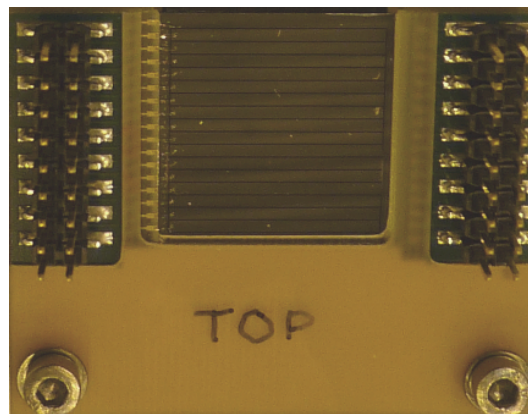


Figura 3.9: Detector DSSSD utilizados en la cámara de reacción.

3.3 Cámara de reacción

entre el plano del blanco y el plano de los detectores, al disponer de unos raíles fijados por sus extremos a la base y que atraviesan dicho soporte, como se aprecia en la figura 3.6(b).

Otra ventaja es que existe el suficiente espacio entre el blanco y los DSSSD's permitiéndonos colocar, si fuese necesario, diferentes tipos de láminas absorbentes. Los absorbentes son empleados para detener las partículas dispersadas a bajas energías, sin relación con la reacción de interés, evitando que sean detectadas.

3.3.4. Conexiones

Por último, las señales tanto de los DSSSD's como de la sonda Hall o de la PT-100 han de ser transmitidas, de alguna forma, al exterior de la cámara. Para ello se ha dispuesto de una tarjeta PCB, que atraviesa la cámara, para transmitir todas las señales que deseemos al exterior, reduciendo el espacio que ocuparían dichos cables y conectores de forma individual, tanto en el exterior como en el interior de la cámara, dejando espacio suficiente tanto a las bobinas como a los tubos de refrigeración. La PCB se sitúa en un lateral de la cámara perpendicular al blanco, ver figura 3.7(b).

3.3.5. Problema de la radiactividad en el experimento

En el anterior capítulo, fue expuesto la importancia y necesidad del uso de un blanco compuesto de varias capas para la determinación de momentos magnéticos. Como consecuencia de dicho blanco y además del empleo de haces exóticos, la dispersión del haz al atravesar dicho blanco ha de ser considerada con sumo cuidado y detenimiento. En definitiva, ha de realizarse un estudio completo sobre la radiactividad implantada, la cual es producida por la dispersión del haz, a lo largo de los elementos que constituyen la cámara de reacción.

Por ello y siguiendo dicha línea de estudio, las simulaciones basadas en métodos Monte Carlo son una herramienta imprescindible para comprender lo que sucede a lo largo del experimento. Mediante el programa de simulación *GEometry ANd Tracking version 4* (Geant4), el cual es muy utilizado así como extendido en la comunidad científica de la física nuclear [GEA], y partiendo del código ya existente para dicha plataforma sobre la matriz de detección γ , MINIBALL, que puede encontrarse en la referencia [MIN], se ha desarrollado un código simple para analizar la radiactividad producida durante el experimento. Por otro lado, con ayuda del programa *Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM)* se ha verificado y estudiado a su vez la dispersión del haz a lo largo de las distintas capas del blanco [SRI].

Partiendo de dichos programas, y considerado el caso de un haz de ^{72}Zn impactando en dos tipos de blancos, uno fino y otro más gordo, puede estudiarse el efecto que tiene la

implantación de los iones radiactivos en la medición de radiación γ . Los detalles sobre los blancos usados en estas simulaciones están expuestos en la tabla 3.1, del apartado 3.4. Como primera simulación sería el determinar donde se depositarán los núcleos dispersados del haz por el blanco. Para ello se puede realizar un estudio de la dispersión del haz, haciéndole corresponder a cada ángulo polar (respecto al eje del haz) la fracción de partículas que aún quedan por depositarse, como se ve en la figura 3.10.

Como puede apreciarse para ambos casos, expuestos en la figura 3.10, existe una notable diferencia en el ángulo de dispersión del haz, de más de 20° . Como consecuencia, la implantación de los núcleos radiactivos en promedio estará más cerca del blanco, y a su vez de los detectores de MINIBALL, produciendo un aumento en la radiación de fondo γ .

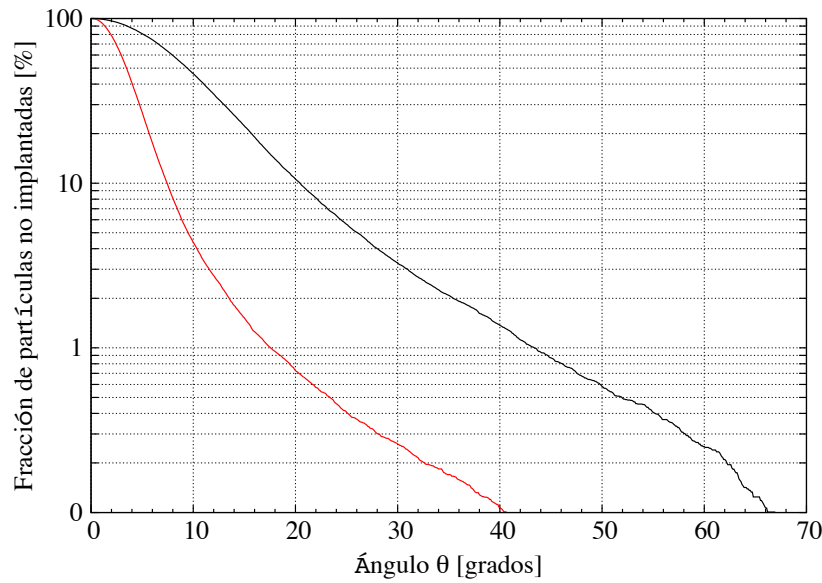


Figura 3.10: En la siguiente figura se representa la fracción de partículas que quedan por implantarse dependiendo del ángulo polar, θ , para ambos blancos, siendo en rojo para el blanco fino y negro para el blanco gordo.

Por otra parte, si se desea ser más preciso e identificar a que elementos le corresponden ciertos ángulos, es más conveniente usar el código de Geant4, pudiéndose generar un histograma que nos indique los lugares más probables donde son depositados dichos núcleos, ver figuras 3.11(a) y 3.11(b). En este caso la simulación se realizó mandando cincuenta mil partículas a cada blanco.

Por lo tanto, de las figuras 3.11 pueden deducirse lo siguiente: Como aumenta la cantidad de partículas implantadas en el interior de la cámara. En el caso del blanco grueso llega ser de un 9% cuando en el fino sólo es de un 0.6%. Si observamos el número de partículas que llegan al final de la línea, vemos que en el caso del blanco fino es de un 16%

3.4 Montaje del experimento

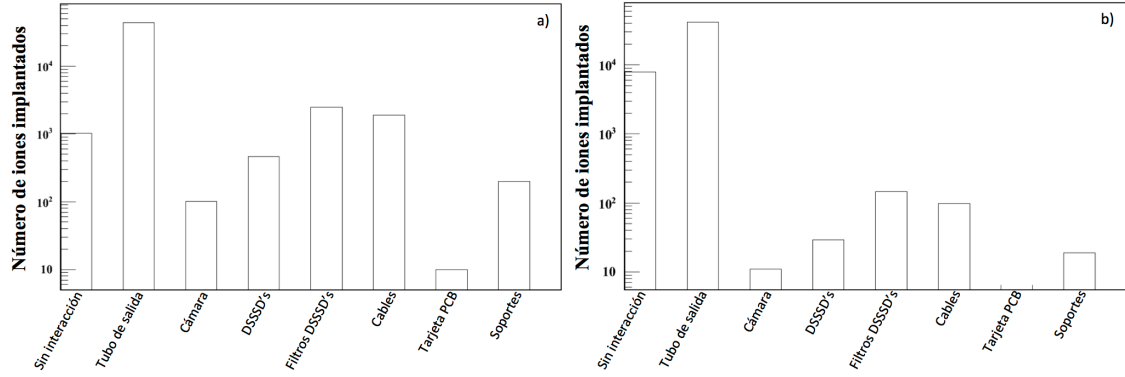


Figura 3.11: En las siguientes figuras se representan los resultados de la simulación, mostrándose en cada histograma las partes de la cámara donde se depositan los iones dispersados por el blanco. Siendo (a) el caso del blanco más gordo y (b) el más fino, ambos blancos serán los empleados en el experimento.

y en el grueso de 2 %. Otro punto interesante es que únicamente hay una variación entre un 83.4 % a un 89 % de partículas que se implantan en el tubo de salida de la cámara, entre el blanco fino y el grueso.

Finalmente se concluye que un apantallamiento de plomo alrededor del tubo de salida es esencial para reducir la cantidad de radiación γ proveniente del decaimiento β^- del ^{72}Zn . Dicha radiación de fondo es registrada en los detectores de germanio produciendo un incremento en el conteo de los γ 's detectados, pudiendo llegar a un punto crítico el cual afectaría a la medida al incrementar tiempo muerto. Aunque hemos de considerar que dicho fondo de radiación es imposible de suprimir por completo, pero si es posible llegar a bloquear una gran parte de éste. En este caso todo depende de la cantidad de partículas implantadas en las proximidades de los detectores de germanio. Además, en algunos casos, es físicamente imposible interponer una pieza de plomo entre las regiones activadas y los detectores. Un ejemplo serían las piezas del interior de la cámara o la región del tubo de salida de la cámara próximo a la cámara.

3.4. Montaje del experimento

Con el objetivo de medir el factor giromagnético del primer estado 2^+ del ^{72}Zn se aplicó la técnica de campos magnéticos transitorios en conjunción con la excitación de Coulombiana en cinemática inversa. El experimento fue llevado a cabo en la instalación ISOLDE, perteneciente al CERN, donde se nos proporcionó un haz de ^{72}Zn , a efectos prácticos para el análisis lo consideraremos puro, con una energía de 2,94 MeV/u. Dicho haz impactó en un blanco compuesto por múltiples capas dispuesto en el interior de una

nueva cámara de reacción para factores giromagnéticos, la cual estaba rodeada por cuatro grupos de cristales o *clusters* de MINIBALL.

Una parte fundamental de este tipo de mediciones es entender como afecta al experimento la complejidad del blanco. El uso de dichos blancos es imprescindible para poder medir momentos magnéticos, como se vio en el capítulo 2. Por ello, es importante señalar la importancia e influencia de dichos blancos en estas mediciones. A continuación se expone brevemente que sucede dentro del blanco durante este tipo de experimentos.

Comenzando por una primera capa de carbono para la producción de COULEX. La excitación Coulombiana en cinemática inversa es producida cuando un proyectil pesado induce una excitación de los estados de bajo espín mediante una interacción electromagnética entre un núcleo del blanco y el mismo, este proceso ha sido descrito con mayor detalle en el apartado 2.1. Los núcleos de ^{12}C y ^{72}Zn son dispersados en la dirección del haz, atravesando el resto de la primera capa, que en este caso es de carbono, hasta llegar a la siguiente capa, la capa ferromagnética.

La segunda capa estaba compuesta por diversos isotopos estables del gadolinio. Como hemos visto en la sección 3.3.1, el gadolinio se comporta como material ferromagnético siempre y cuando la temperatura de este sea inferior a su temperatura de Curie ($T_C = 293$ K). Por ello, el blanco fue enfriado a temperaturas próximas a 110 K. Y, además, el blanco fue magnetizado por un campo magnético externo, cuya dirección se cambiaba de forma periódica durante el experimento entre la dirección del campo hacia arriba y hacia abajo respecto a la dirección del haz, como se menciona en el apartado 3.3.2.

Considerando que ambos núcleos, el ^{12}C y el ^{72}Zn , atraviesan la capa de gadolinio magnetizada, una precesión es inducida en ambos núcleos. Dependiendo del espesor y de la velocidad de los iones el efecto que se induce en los núcleos será mayor o menor, como se explicó en detalle en la sección 2.3. Por otro lado, el espesor también influye en el poder de frenado y por lo tanto en donde ocurrirá la desexcitación del estado excitado, si se produce en vuelo o cuando el núcleo esté detenido.

Por último, se dispuso una última capa de tántalo o tantalio. Dicha capa tiene la misión principal de dar consistencia a la capa de gadolinio, y por ende conferir también consistencia al blanco. Durante el experimento, únicamente se utilizó un par de blancos, la información de los espesores y de las composiciones de cada uno de ellos se muestra en la tabla 3.1.

Número del Blanco	Nombre	C [mg/cm ²]	Gd [mg/cm ²]	Ta [mg/cm ²]
105	Grueso	0.48	11.8	1.0
115	Fino	1.0	6.7	1.0

Tabla 3.1: Muestra las distintas composiciones y tamaños de los blancos usados durante el experimento.

3.4 Montaje del experimento

Para la detección de las partículas dispersadas por la reacción de COULEX se utilizaron dos DSSSD's. Pero en este caso, no se pudo detectar el núcleo radiactivo ^{72}Zn , dado que eso supondría la activación de los detectores de partículas llenando toda la cámara de radiación γ procedente del decaimiento β^- de dicho núcleo, como ya se ha mencionado en diversas ocasiones. En consecuencia, se detectan los iones de ^{12}C dispersados del blanco. Los DSSSD's fueron montados a 3 cm detrás del plano del blanco y con una separación entre la línea del haz y el inicio del detector de 1.1 cm, como se aprecia en la figura 3.12(a), proporcionándonos una cobertura angular entre 18° a 45° respecto al ángulo polar θ para cada detector. Dicho rango de ángulos puede deducirse geométricamente de la figura 3.12(b).

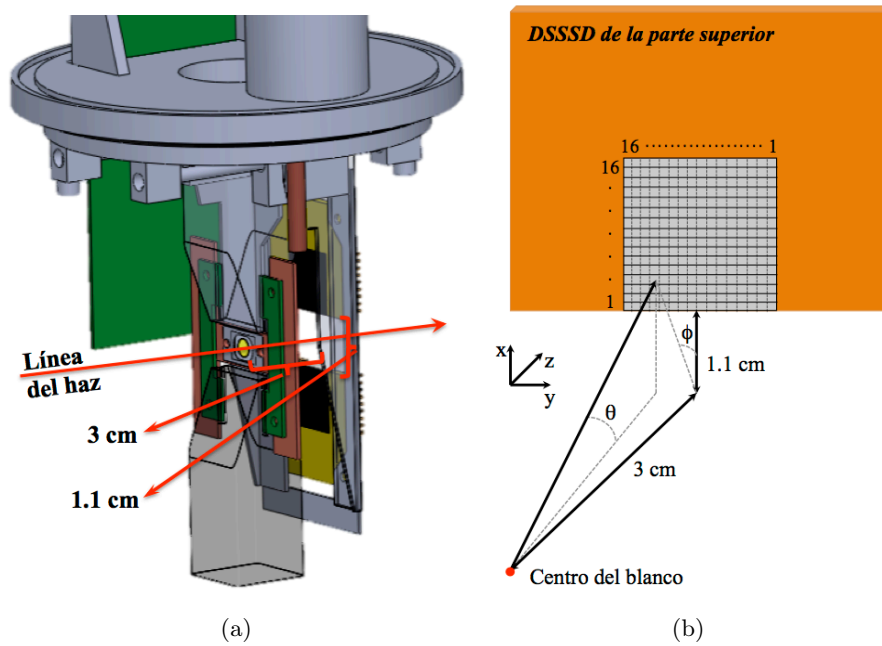


Figura 3.12: En la figura (a) se muestra un dibujo de la disposición de los elementos en el interior de la cámara de reacción y en (b) el diagrama de los píxeles, en el caso el detector de silicio situado encima de la línea del haz, así como disposición respecto al centro de la cámara.

La disposición final de los detectores de partículas, fue elegida después de amplio estudio de la cinemática de las partículas dispersadas tras el impacto del haz sobre el blanco. Por ello, el estudio ha sido llevado a cabo tomando las ecuaciones expuestas en el apéndice A, y complementándolas con los cálculos del poder de frenado [SRI] y del cálculo de la sección eficaz diferencial para la excitación Coulombiana [Wal11], todo ello en un mismo programa, llamado “*GFactorProg*” y que es explicado en el apéndice B. Los resultados de estos cálculos se exponen en la figura 3.13.

La razón por la cual los detectores de silicio son colocados, en este tipo de experimento, a lo largo del eje x, según la figura 3.12(b), es porque en esa región se detectan las partículas

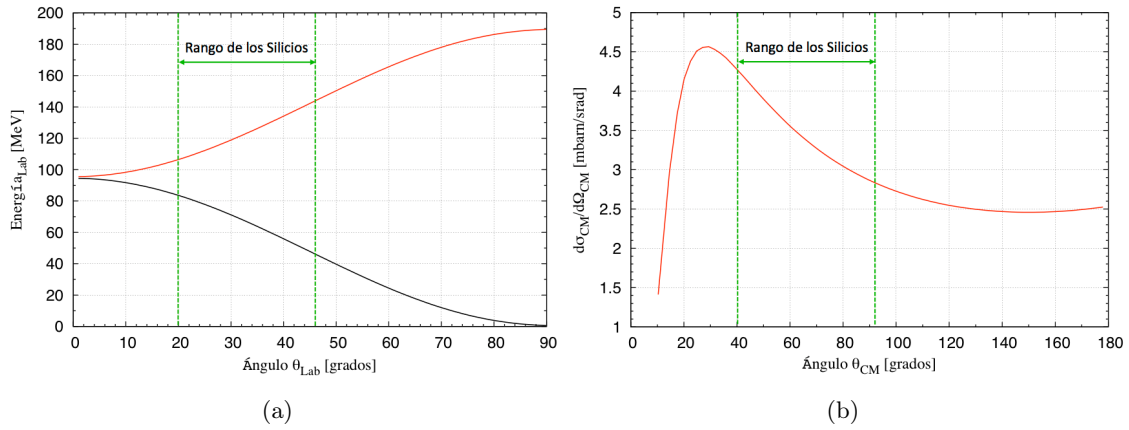


Figura 3.13: Estudio de la cinemática y sección eficaz diferencial del experimento. La figura (a) representa la energía tanto del proyectil (en línea roja) como la del blanco (línea negra) tras la colisión a distintos ángulos en el sistema de laboratorio. En (b) se muestra la sección eficaz diferencial de la excitación Coulombiana para el sistema CM. En ambos casos se señalan la región de ángulos que cubren los detectores de silicio.

procedentes de las reacciones con el mayor alineamiento del espín, conduciendo a mayores anisotropías en las correlaciones angulares de la radiación γ emitida, y en consecuencia una mayor sensibilidad al medir precesiones.

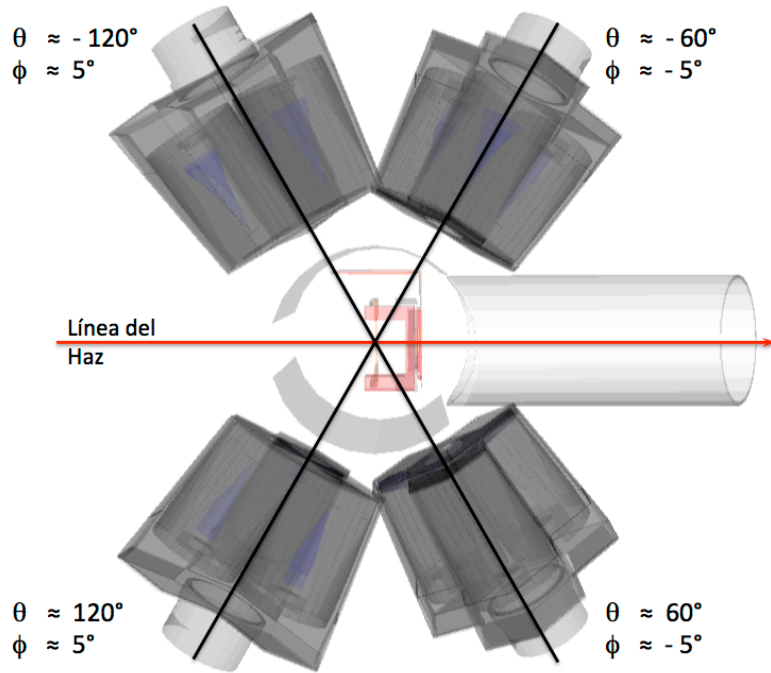


Figura 3.14: Esquema de la disposición de los clusters de MINIBALL respecto a la línea del haz, con una separación respecto al centro de 10 cm.

3.4 Montaje del experimento

Para la detección de los rayos γ , cuatro grupos de cristales de la matriz de MINIBALL son dispuestos según los ángulos marcados en los brazos de la propia estructura de MINIBALL denotados como: $(\theta_{brazo}, \phi_{brazo})$, en este caso $(\pm 60^\circ, -5^\circ)$ y $(\pm 120^\circ, 5^\circ)$ con respecto a la trayectoria del haz, ver la figura 3.14. Por otro lado, la disposición inicial de los detectores fueron elegidos basándose en un compromiso entre la estimación donde se observaría el máximo efecto y las limitaciones físicas impuestas por la medición. Dado que existe un compromiso entre la sensibilidad en la determinación del ángulo θ para la determinación de la precesión y la eficiencia de detección γ . También hay que tener en consideración la geometría de la cámara.

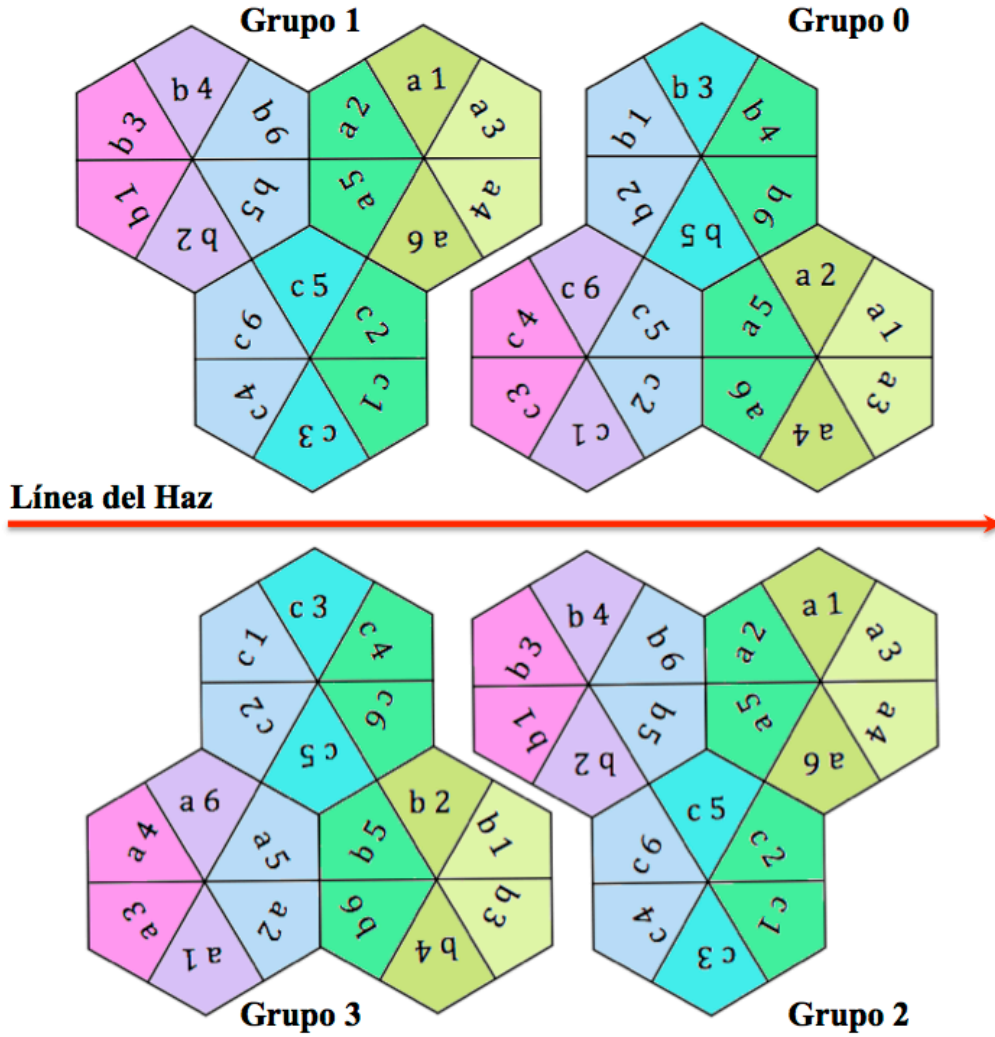


Figura 3.15: Esquema detallado de la disposición los cristales, grupos de segmentos y segmentos respecto a la línea del haz. Los grupos de segmentos han sido elegidos según aquellos segmentos que poseen un valor angular, θ_γ , similar para cada grupo de cristales o cluster. Se representa cada grupo de segmentos en un color distinto para cada cluster.

Como ya fue mencionado con anterioridad, cada grupo de cristales de MINIBALL contiene tres cristales individuales segmentados en seis partes, ver la sección anterior 3.2. Un esquema más preciso sobre la nomenclatura utilizada para cada grupo, cristal y segmento de los detectores de germanio puede verse en la figura 3.15.

Para obtener una primera referencia sobre la posición de cada elemento de detección en el sistema del laboratorio, se ha de proceder primeramente en obtener $(r_{dist}, \theta_{arm}, \phi_{arm}, \alpha_{clus})$ para los detectores de MINIBALL usados [MIN]. Y partiendo de estos valores, $(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$ son deducidos mediante argumentos geométricos y con ayuda de las dimensiones de los cristales mostradas en la figura 3.3. Por otro lado, mediante el esquema de la figura 3.12(b), el valor (θ_i, ϕ_i) de cada pixel de cada detector de silicio pueden ser definidos. Y por lo tanto puede determinarse con cierta precisión la posición tanto de la partícula como del γ para cada reacción medida.

3.4.1. Electrónica del experimento

En este apartado se pretende proporcionar una idea general del funcionamiento de la electrónica asociada al experimento. Así mismo comentar que para los experimentos que se realizan en conjunción con la matriz de detectores MINIBALL siguen un mismo patrón o configuración. En este caso, existen dos montajes electrónicos básicos, uno para los experimentos de COULEX y otro para los de T-REX. En nuestro caso, hemos empleado una modificación de la electrónica utilizada en T-REX.

Por último es importante señalar que existe un documento, actualizado en cada campaña, que explica en detalle la electrónica asociada para ambos montajes que se usan en MINIBALL, creado por *Niegel Warr*, [War12], en el cual se expone, con mucho más en detalle, sobre la creación del *trigger* y sobre toda lógica del sistema. Además se incluye un apartado con las modificaciones necesarias para pasar del montaje de T-REX al que usamos y que llamamos GFACTOR.

3.4.1.1. Detector MINIBALL

En el caso de los detectores de MINIBALL, han de ser extraídas 84 señales procedentes de los 4 *clusters* los cuales están compuestos cada uno por 3 cristales, como ya ha sido mencionado con anterioridad. Por lo tanto, una señal del eje central (también llamada *core*) y la procedente de cada uno de los seis segmentos son recopiladas y amplificadas por los preamplificadores integrados dentro de cada *cluster* [MIN]. Dicha señal es enviada a los módulos digitalizadores de señal, XIA DGF-4C [XIA], en lo sucesivo se denominarán DGFs. Dichos módulos digitalizan la señal recibida, mediante un transformador de señal de analógico a digital (también llamado en inglés *Analog to Digital Converter*, ADC). La señal se procesa en 12 bits con una frecuencia de 40 MHz.

3.5 Calibración

Durante la toma de datos en el experimento, cada módulo DGF procesó la señal de cada uno de los elementos asignados, proporcionando en todo momento información de la energía y del tiempo, siempre y cuando la señal recibida superase un nivel mínimo, un límite en energías. Por otro lado, todos los DGFs están supeditados a una señal de inicio de toma de datos, comúnmente llamado *trigger*, para el caso de los DGFs el *trigger* se denomina GFLT. El GFLT genera una ventana de adquisición de datos de 1 ms, desde que los iones son extraídos del EBIS, la cual denominaremos ventana de haz activo. Otra ventana, de la misma duración temporal, es abierta unos micro segundos después de la anterior y antes de que se vuelvan a extraer iones del EBIS, la denominaremos ventana de haz inactivo. Esta última ventana de adquisición es empleada para la sustracción de la radiación de fondo, únicamente hay señal en los detectores de germanio.

3.4.1.2. Detectores de Silicio

Como hemos especificado en el apartado 3.3.3, han sido dispuestos dos DSSSD's con 32 canales cada uno. Por ello, y tras pasar la señal a través de la PCB instalada en un lateral de la cámara la señal de cada una de las bandas es llevada a los preamplificadores Mesytec MPR-16 [Mes], uno para cada DSSSD. La señal obtenida de los preamplificadores es moldeada y amplificada en grupos de 16 señales en unos módulos denominados STM-16+ de Mesytec [Mes]. Por último para digitalizar dicha señal se emplearon 2 módulos Mesytec MADC-32 [Mes], uno por cada DSSSD.

En este caso, el *trigger* para cada uno de los DSSSD's está supeditado a recibir una señal en una de las bandas de la cara delantera de cada uno de ellos. Dicha señal es enviada a un módulo DGF el cual asignará un tiempo que será almacenado en un módulo digitalizador de tiempos (o *Time Digital Converter*, TDC). Es interesante añadir que los MADC-32 hacen corresponder a cada valor de energía un tiempo. En este caso, tanto los DGF's como los MADC-32 poseen una entrada común de tiempo, la cual fue utilizada para sincronizar ambos módulos.

3.5. Calibración

Para llevar a cabo el análisis del experimento, previamente es necesario realizar ciertos preparativos. En este apartado se expondrá, en detalle, cómo se realiza la calibración, tanto para partículas cargadas como para la radiación γ . Así mismo, la determinación, de forma precisa, de la eficiencia para cada detector de germanio, sin olvidarse de determinar la posición angular tanto de cada cristal como de los segmentos de forma más precisa. Por esta razón fueron utilizados distintos tipos de fuentes en función del detector, así como de reacciones de transferencia con haces estables para el último de los casos.

3.5.1. Calibración en energía de los detectores de partículas

Primeramente, han sido calibrados los detectores de silicio (los dos DSSSD's), mediante la disposición, en la zona del blanco, de una fuente de radiación de partículas cargadas. Dicha fuente, en este caso una fuente 4α , estaba compuesta por los siguiente isotopos: ^{148}Gd , ^{239}Pu , ^{241}Am y ^{244}Cm . En la tabla 3.2 se muestra en detalle las características que componen dicha fuente. Mediante esta fuente se pueden calibrar todas las bandas de cada detector a bajas energías.

Fuente	Vida media	E_α [keV]	I_α (% Int. Línea)
^{148}Gd	74.6 y	3182.68	100
^{239}Pu	$2.41 \cdot 10^4$ y	5156.59	73.3
^{241}Am	432.2 y	5485.56	85.1
^{244}Cm	18.10 y	5804.77	76.4

Tabla 3.2: Energías e intensidades de las líneas de desintegración de la fuente de partículas α empleada para las calibraciones de los detectores de silicio [Fir96].

Cada banda de cada detector ha sido calibrada aplicándose un ajuste lineal, partiendo de la identificación de cada centroide de cada pico de la fuente 4α , en los datos no calibrados. En la figura 3.16 se muestra un espectro de una misma banda antes y después de ser calibrado.

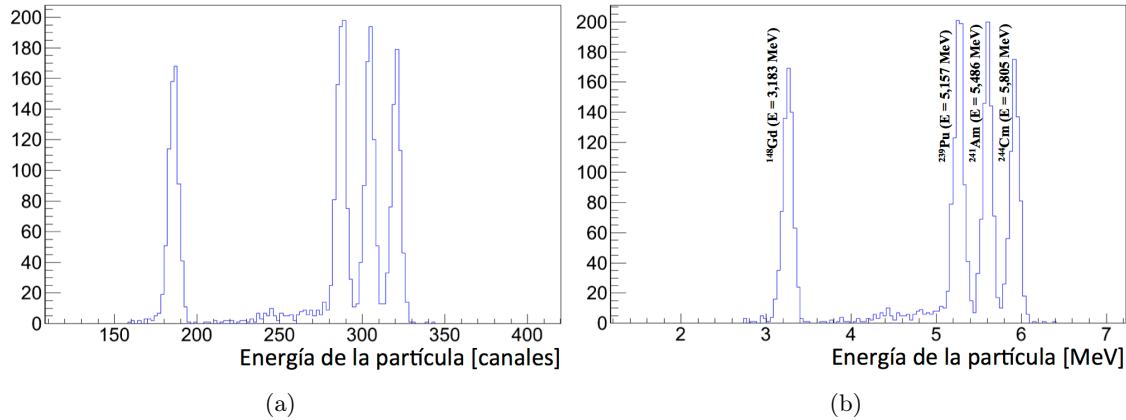


Figura 3.16: Se representan para una misma banda de un mismo detector, los espectros de energía sin calibrar (a) y calibrado (b), empleándose para ello una fuente 4α y una calibración lineal.

Es interesante denotar que al calibrar dichos detectores de partículas con líneas de baja energía, dicha calibración es exacta hasta cierto punto. Como se ha podido observar en varios experimentos, como por ejemplo: COULEX y T-REX. Dicha calibración, para

3.5 Calibración

medias energías, se ve insuficiente si se desea determinar con precisión la energía de la partícula detectada [Van06]. Por otro lado, en nuestro caso de estudio, la determinación de la energía de la partícula detectada no será necesaria para completar el análisis, por lo cual la calibración con fuentes alfa es suficiente para nuestro propósito.

3.5.2. Calibración en energía de los detectores de germanio

En el caso de los detectores de germanio, una fuente de radiación γ , en concreto una fuente de ^{152}Eu , fue emplazada en la zona del blanco de la cámara. En este caso, se observan transiciones entre 100 a 1500 keV. En la tabla 3.3 se muestran las transiciones más relevantes del ^{152}Eu que se han utilizado. Tomando igualmente los centroides de los picos anteriormente señalados para cada uno de los espectros no calibrados, un ejemplo se muestra en la figura 3.17(a), y considerando en este caso un ajuste polinómico, según la ecuación (3.1). Se obtiene en este caso, el siguiente espectro ya calibrado 3.17(b).

$$E = A + Bx + Cx^2 \quad (3.1)$$

donde E es la energía en keV y x es el número del canal.

E_γ [keV]	I_γ (% Int. Línea)
121.78 (1)	28.57 (13)
244.70 (1)	7.53 (4)
344.31 (3)	26.57 (11)
411.12 (1)	2.24 (1)
443.97 (1)	3.13 (1)
778.90 (1)	12.97 (6)
964.08 (2)	14.63 (6)
1085.87 (2)	10.13 (5)
1112.07 (1)	13.54 (6)
1408.01 (1)	20.85 (9)

Tabla 3.3: Energía e intensidad de cada una de las transiciones γ más intensas de la fuente de ^{152}Eu empleada en la calibración de los detectores de germanio [Fir96, Nat].

Es interesante comentar que, en general, para la calibración de los detectores de germanio, un ajuste lineal es suficiente y por tanto el más extendido. Pero ante la necesidad imperativa de tener una calibración muy precisa en nuestra región de interés, el uso de un ajuste polinómico es esencial para obtener dicha precisión.

Por lo tanto, como ya ha sido mencionado anteriormente, para cerciorarnos que dicha calibración es lo más precisa posible, se verificará comparando las líneas del espectro

del decaimiento β^- para el ^{72}Ga , ver la figura 4.1(a) del próximo capítulo, con las mencionadas en la literatura [Fir96, Nat]. Concluyendo que la calibración obtenida cumple, sobradamente los requisitos de precisión que se necesitan.

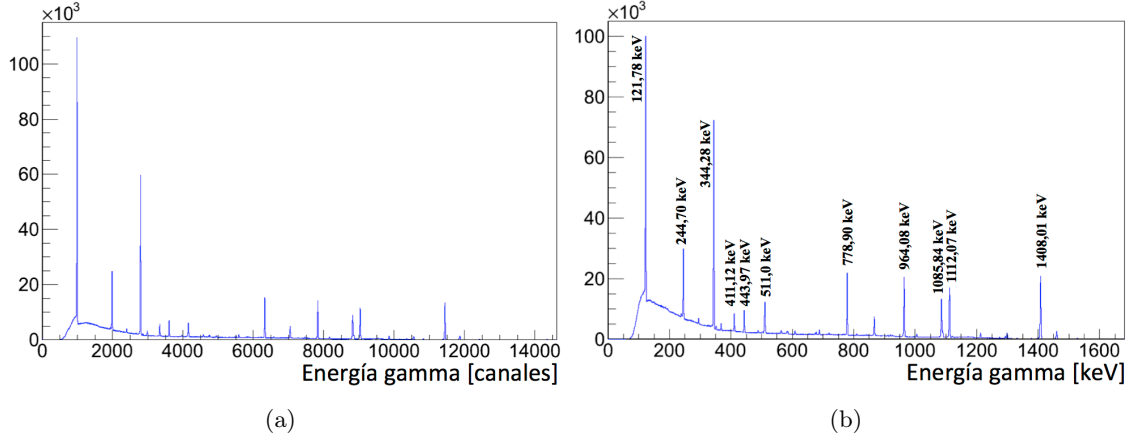


Figura 3.17: Representamos el espectro sin calibrar (a) y el espectro ya calibrado (b) para un cristal de MINIBALL, empleándose en el proceso una fuente de ^{152}Eu .

3.5.3. Eficiencia de los detectores de germanio

Como es bien sabido, no todos los rayos γ emitidos por una fuente y que atraviesen un detector son detectados. Por lo tanto, existe una probabilidad de detección única para cada tipo de detector. Dicha probabilidad dependerá de diversos factores como tipo de detector, impurezas, su voltaje, su forma,... haciéndolos únicos a todos los efectos. La eficiencia puede ser definida como la comparación entre las intensidades detectadas y esperadas para cada uno de los diversos picos ya conocidos de una fuente de radiación γ .

En nuestro caso, para calibrar las eficiencias de los detectores γ de forma relativa, tomaremos los datos de la fuente de ^{152}Eu empleada para la calibración en energías y añadiremos, en este caso, los valores de las intensidades, I_γ , de cada línea descrita en tabla 3.3. Para ello, se tomará el número de cuentas de cada fotopico y se comparará con la intensidad con cada una de las líneas. La determinación de esta eficiencia es fundamental para el cálculo, tanto de las correlaciones angulares como de la precesión, como ya se comentó en el capítulo 2.

La curva de eficiencia es determinada a partir de la ecuación (3.2) [WWA⁺13].

$$\ln(\varepsilon_{ph}) = \left[(A + Bx + Cx^2)^{-G} + (D + Ey + Fy^2)^{-G} \right]^{-\frac{1}{G}} \quad (3.2)$$

3.5 Calibración

donde

$$x = \ln\left(\frac{E_\gamma}{100}\right) \text{ and } y = \ln\left(\frac{E_\gamma}{1000}\right)$$

siendo A, B, C = 0, D, E, F y G los parámetros de ajuste de la curva de eficiencia [Rad00]. En la figura 3.18 se muestra la curva de eficiencias relativas normalizada para la suma de todos los cristales de MINIBALL usados en el experimento.

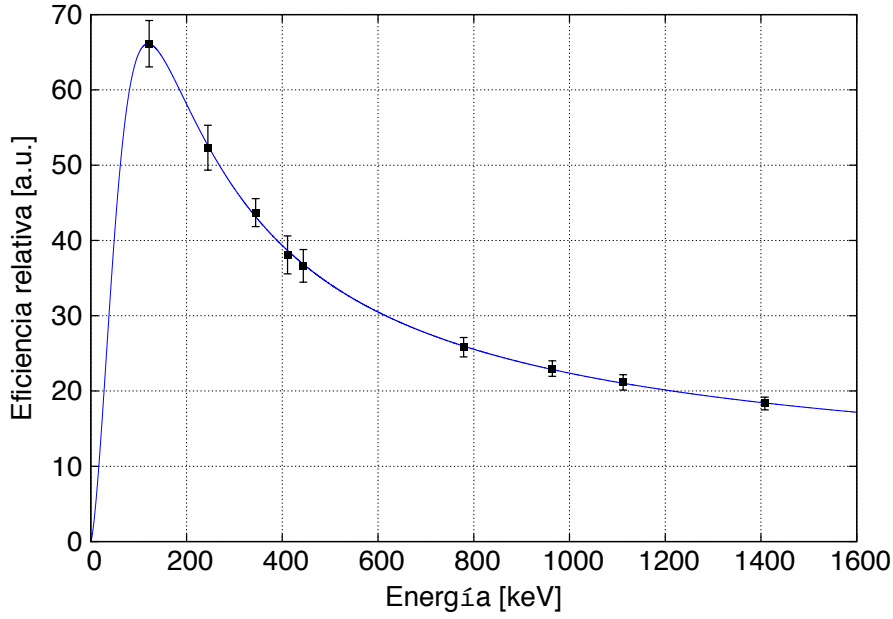


Figura 3.18: Curva de eficiencia para la suma de todos los cristales de MINIBALL empleados, siendo los puntos negros los valores experimentales extraídos de la fuente de ^{152}Eu y la línea azul el ajuste según la ecuación (3.2).

Por ello, realizando dicha calibración en eficiencias para cada cristal, grupo de segmentos y segmento, se obtendrán los parámetros de calibración, pudiéndose deducir la eficiencia del detector para la energía que uno desee, en concreto, se determinará la eficiencia para la transición ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) del ^{72}Zn , que será utilizado en el siguiente capítulo.

3.5.4. Corrección Doppler

La corrección Doppler, es una característica importante de la emisión de radiación γ en vuelo que ha de considerarse cuando se realizan experimentos de espectroscopia γ . Y, como se verá en el siguiente capítulo será, crucial tenerlo siempre bajo control. Todo el proceso es descrito en detalle, por ejemplo, en la referencia [WWA⁺13].

Considerando el sistema de referencia del laboratorio, la energía medida procedente de un fotopico γ puede sufrir un desplazamiento Doppler dependiendo de si el núcleo emisor de dicha radiación se encuentra en vuelo o detenido. En el caso de encontrarse en vuelo en el momento de la emisión, la energía ha de ser reconstruida para determinar su energía correcta en el resto del sistema. Por ello, ha de aplicarse la ecuación de la corrección del efecto Doppler expresada según (3.3).

$$E_{DC} = \gamma E_{lab}(1 - \beta \cdot \cos(\theta_{\gamma-p})) \quad (3.3)$$

siendo

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} \quad (3.4)$$

$$\cos(\theta_{\gamma-p}) = \sin(\theta_p) \cdot \sin(\theta_\gamma) \cdot \cos(\phi_p - \phi_\gamma) + \cos(\theta_p) \cdot \cos(\theta_\gamma) \quad (3.5)$$

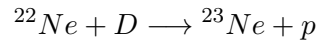
donde E_{lab} es la energía medida (que está desplazada por el efecto Doppler), γ es el factor de Lorentz en relatividad especial, β es la velocidad del núcleo emisor en unidades naturales o de Planck, $\theta_{\gamma-p}$ es el ángulo que forman el núcleo emisor con la dirección de rayo γ que emite y finalmente E_{DC} es el valor de la energía γ emitida por el núcleo ya corregido.

En consecuencia, la ecuación (3.3) será relevante en la determinación de la energía del γ emitido en el caso del ^{72}Zn siempre y cuando éste sea emitido en vuelo, lo cual sucederá en el caso del blanco fino. Por ello, para realizar la reconstrucción del γ emitido es necesario anteriormente determinar la posición de cada cristal y segmento.

3.5.4.1. Posición angular de los cristales y segmentos

Por consiguiente, para realizar dicha medición, un haz de calibración con un blanco bien definido es empleado para dicho fin. En este caso, consiste en un haz estable de ^{22}Ne con una energía de aproximadamente 2.94 MeV/u que impacta sobre un blanco fino de Polietileno deuterado, es decir CD_2 , de aproximadamente 1.8 mg/cm² de espesor.

En este caso se observan las siguientes reacciones de transferencia:



Para poder ser determinada la posición de los cristales y segmentos de MINIBALL, respecto al centro del blanco mediante dicho haz, han de ser considerados ciertos aspectos importantes. En primer lugar, se considerará el primer estado excitado tanto del ^{23}Ne como del ^{23}Na , con energías 1017 keV y 440 keV respectivamente. Por otro lado según la ecuación (3.5) es necesario conocer la dirección del núcleo emisor. Por el contrario, al hacer un estudio cinemático se aprecia que, dada la disposición de los DSSSD's, como se

3.5 Calibración

menciona en el apartado 3.4, es imposible detectar tanto los núcleos pesados que salen con ángulos próximos a 0° como los protones que salen a ángulos mayores de 45° .

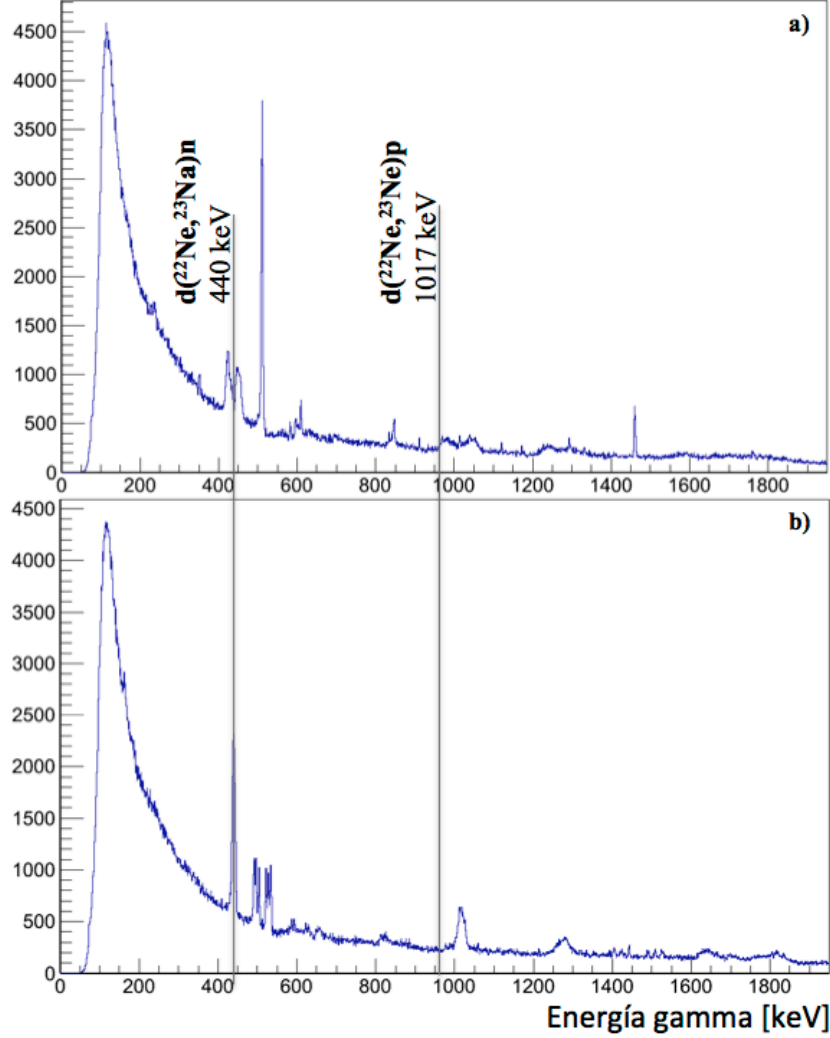


Figura 3.19: Muestra el espectro γ antes (a) y después (b) de la corrección Doppler para la suma de todos los cristales de MINIBALL en el caso de un haz de ^{22}Ne .

Por lo tanto para poder llevar a término dicha determinación angular, hemos de considerar $\theta_p \approx 0$ y que en promedio β para dicha reacción será ≈ 0.07 , es decir $\approx 7\%$. Por ende, la ecuación (3.3) quedará de la siguiente forma

$$E_{DC} \approx \gamma E_{lab}(1 - \beta \cdot \cos(\theta_\gamma)) \quad (3.6)$$

En resumen, resolviendo la ecuación (3.6), θ_γ es deducido tanto para los segmentos como para los cristales, como se muestra en la figura 3.19. Únicamente ϕ_γ ha de ser determinado

a partir de argumentos geométricos, para ello, se considerará tanto el tamaño del cristal (especificado con anterioridad en la figura 3.3), como la disposición de los cristales y el ángulo θ_γ obtenido anteriormente.

Grupo	Cristal	θ_γ [°]	ϕ_γ [°]
0	1	-52.1 (2)	255.6 (2)
0	2	-64.3 (2)	282.7 (2)
0	3	-77.3 (2)	253.5 (2)
1	1	-104.6 (2)	282.2 (2)
1	2	-130.0 (2)	281.0 (2)
1	3	-117.7 (2)	264.2 (2)
2	1	55.0 (2)	104.3 (2)
2	2	78.4 (2)	97.8 (2)
2	3	66.6 (2)	84.3 (2)
3	1	129.8 (2)	74.7 (2)
3	2	106.4 (2)	82.1 (2)
3	3	118.8 (3)	96.1 (2)

Tabla 3.4: *En esta tabla se muestra la posición angular θ_γ y ϕ_γ para los cristales de MINIBALL respecto al centro del blanco, según la disposición usada durante el experimento.*

Ambos valores, θ_γ y ϕ_γ quedan, por lo tanto, definidos para cada elemento de detección de radiación γ durante el experimento. Dichos valores son los expuestos en las tablas 3.4 y 3.5. Ha de considerarse que, para el caso de los grupos de segmentos, sólo será necesario emplear θ_γ . En dicho caso y siguiendo la asociación realizada en la figura 3.15, se tomará la media pesada de los valores θ_γ de cada uno de los constituyentes de cada grupo. Este valor sólo será empleado en la determinación de la corrección angular y de la precesión angular, expuesta en el siguiente capítulo.

3.5 Calibración

Grupo	Cristal	Segmento	θ_γ [°]	ϕ_γ [°]	Grupo	Cristal	Segmento	θ_γ [°]	ϕ_γ [°]
0	0	1	-45.6 (4)	259.2 (4)	2	0	1	55.3 (3)	112.7 (3)
0	0	2	— (-)	— (-)	2	0	2	60.7 (3)	107.6 (4)
0	0	3	-46.1 (5)	249.9 (3)	2	0	3	48.6 (4)	109.5 (4)
0	0	4	-50.8 (5)	247.3 (3)	2	0	4	46.4 (5)	100.0 (3)
0	0	5	-55.7 (3)	261.0 (4)	2	0	5	59.8 (3)	99.1 (3)
0	0	6	— (-)	— (-)	2	0	6	56.0 (4)	95.3 (4)
0	1	1	-68.1 (5)	282.7 (4)	2	1	1	83.3 (3)	97.8 (3)
0	1	2	-68.1 (4)	275.2 (3)	2	1	2	77.2 (4)	94.3 (3)
0	1	3	-64.3 (4)	287.2 (4)	2	1	3	83.9 (5)	105.0 (4)
0	1	4	-57.2 (4)	284.1 (4)	2	1	4	78.3 (10)	109.3 (3)
0	1	5	— (-)	— (-)	2	1	5	70.3 (3)	98.4 (3)
0	1	6	-56.3 (5)	275.8 (3)	2	1	6	71.6 (4)	106.4 (4)
0	2	1	-76.8 (6)	250.6 (4)	2	2	1	59.7 (6)	76.0 (4)
0	2	2	-69.6 (3)	253.5 (3)	2	2	2	58.4 (4)	84.3 (3)
0	2	3	-87.0 (7)	254.9 (3)	2	2	3	66.4 (3)	73.0 (3)
0	2	4	— (-)	— (-)	2	2	4	71.4 (4)	77.3 (4)
0	2	5	-69.1 (3)	261.5 (4)	2	2	5	66.3 (2)	88.6 (3)
0	2	6	-77.3 (3)	265.7 (4)	2	2	6	71.2 (2)	84.8 (3)
1	0	1	-105.0 (3)	289.7 (4)	3	0	1	129.5 (4)	65.8 (3)
1	0	2	-115.0 (4)	286.5 (3)	3	0	2	123.3 (3)	71.3 (4)
1	0	3	-97.5 (3)	285.2 (3)	3	0	3	135.8 (5)	68.7 (4)
1	0	4	-98.0 (4)	277.9 (3)	3	0	4	136.2 (4)	78.6 (5)
1	0	5	-113.4 (4)	278.7 (3)	3	0	5	125.6 (4)	80.4 (5)
1	0	6	-106.2 (8)	274.4 (4)	3	0	6	130.1 (3)	84.5 (4)
1	1	1	-137.0 (4)	281.0 (5)	3	1	1	98.7 (4)	82.1 (3)
1	1	2	-131.7 (5)	275.4 (4)	3	1	2	106.5 (9)	85.6 (4)
1	1	3	-137.1 (4)	290.5 (4)	3	1	3	98.7 (5)	74.8 (4)
1	1	4	-130.0 (8)	293.7 (4)	3	1	4	105.3 (3)	70.2 (3)
1	1	5	-125.9 (4)	279.4 (5)	3	1	5	113.3 (3)	81.2 (3)
1	1	6	-124.3 (5)	288.3 (4)	3	1	6	112.7 (4)	73.1 (4)
1	2	1	-114.8 (4)	257.2 (4)	3	2	1	127.0 (4)	104.4 (4)
1	2	2	-112.5 (5)	264.6 (3)	3	2	2	126.0 (6)	96.1 (3)
1	2	3	-117.8 (5)	252.3 (3)	3	2	3	118.0 (3)	107.8 (3)
1	2	4	-124.4 (5)	255.3 (3)	3	2	4	114.2 (4)	103.0 (4)
1	2	5	-119.5 (4)	268.6 (3)	3	2	5	119.5 (5)	91.5 (3)
1	2	6	-122.2 (7)	263.7 (3)	3	2	6	113.0 (4)	95.4 (3)

Tabla 3.5: En esta tabla se muestra la posición angular θ_γ y ϕ_γ para los segmentos de los cristales de MINIBALL respecto al centro del blanco, según la disposición usada durante el experimento.

Análisis del experimento

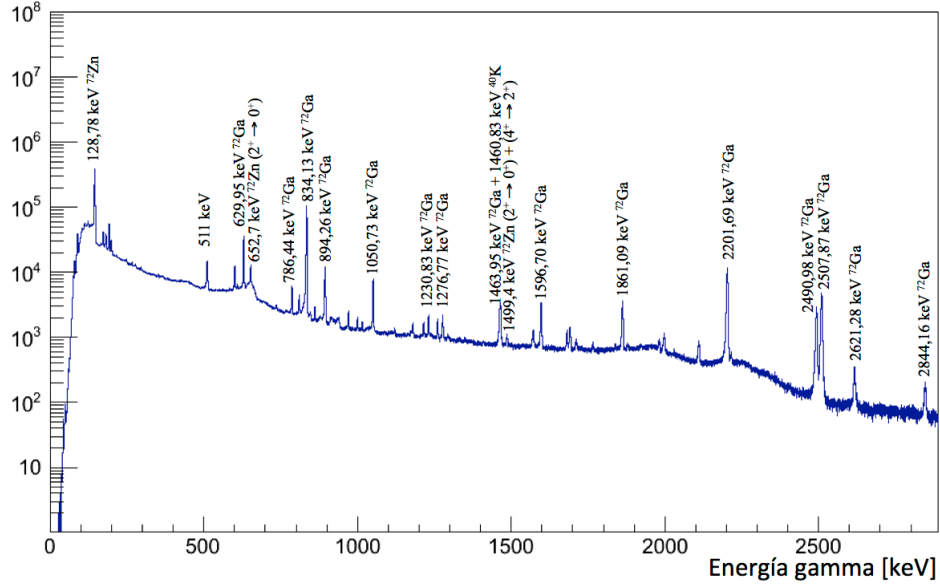
Una vez que hemos sido capaces de establecer una calibración aceptable para cada uno de los detectores utilizados, así como caracterizar la eficiencia y la posición de nuestros detectores, es posible comenzar a analizar el experimento. Para ello se seguirán una serie de pautas necesarias para la obtención del factor giromagnético, que se irán explicando punto por punto a lo largo de este capítulo. Además, la propagación de errores es una pieza clave en el análisis, por ello en el apéndice C se expone un resumen de la teoría de errores, así como los casos particulares que serán utilizados a lo largo de este capítulo.

Por otro lado, como complemento al análisis, se realizarán distintas verificaciones y comparaciones con el único propósito de otorgar cierta consistencia a los resultados obtenidos. Finalmente, se culminará el análisis con la obtención del valor experimental del factor giromagnético del primer estado excitado 2^+ para el ^{72}Zn .

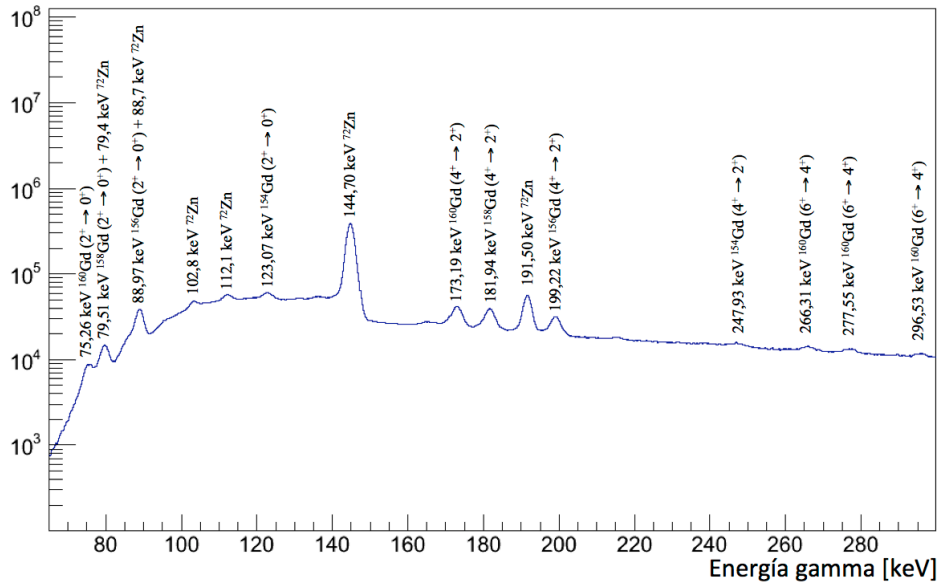
4.1. Preparación de los datos

Retomando lo expuesto en el capítulo del montaje experimental, el capítulo 3.4, a lo largo del experimento únicamente fueron registradas tanto las partículas cargadas en un par de DSSSD's como la radiación γ emitida en cuatro grupos (haciendo un total de doce cristales HPGe segmentados) pertenecientes a la matriz de detección MINIBALL. El experimento consistió en un haz primario de ^{72}Zn que impactaba en un blanco complejo,

conformado en múltiples capas de distintos materiales, produciéndose diversos procesos en cada una de ellas.



(a)



(b)

Figura 4.1: En (a) se representa el espectro suma para todos los cristales de Ge utilizados, únicamente para el caso de uno de los blancos. Y en (b) se muestra con detalle la parte de bajas energías del espectro γ anterior.

Ya de por sí, en una reacción producida con un blanco sencillo, se pueden observar distintos tipos de reacciones dependiendo, entre otros factores, de la energía del haz y de

4.1 Preparación de los datos

las secciones eficaces para cada proceso. Al disponer, como es nuestro caso, de un blanco conformado de múltiples capas, pueden llegar a registrarse múltiples reacciones procedentes de las distintas capas.

Por dicha razón, se ha de tener cuidado al filtrar e identificar los principales procesos que ocurren en el interior del blanco. Por consiguiente, es esencial seguir una metodología paso a paso con el simple objetivo de ir cribando los datos brutos extraídos directamente del experimento, hasta obtener unos datos refinados que nos proporcionen una idea clara y concisa de lo sucedido durante el mismo. Por otra parte y en el proceso que se expone a continuación, por sencillez sólo se muestran los pasos para un blanco, este procedimiento ha sido llevado a cabo en ambos blancos.

Considerando que nuestro objetivo es medir la desexcitación γ del primer estado excitado del ^{72}Zn tras atravesar dicho ión un campo magnético que induce una precesión en dicho núcleo. Por ello y como primer paso en el análisis, nos centraremos en el espectro γ obtenido por los detectores de MINIBALL. Partiendo por ejemplo, de la suma de los espectros calibrados para los cristales, es posible identificar diversas líneas, las cuales proceden de distintos procesos físicos. Como por ejemplo: el decaimiento β proveniente del ^{72}Zn y de sus núcleos hijos, la excitación Coulombiana tanto de la capa de gadolinio como la propia del haz y además el propio fondo de radiación del laboratorio. Por sencillez sólo se mostrarán los espectros obtenidos para un blanco, salvo excepciones, dado que es análogo en ambos casos. Las líneas más importante identificadas se muestran en las figuras 4.1(a) y 4.1(b).

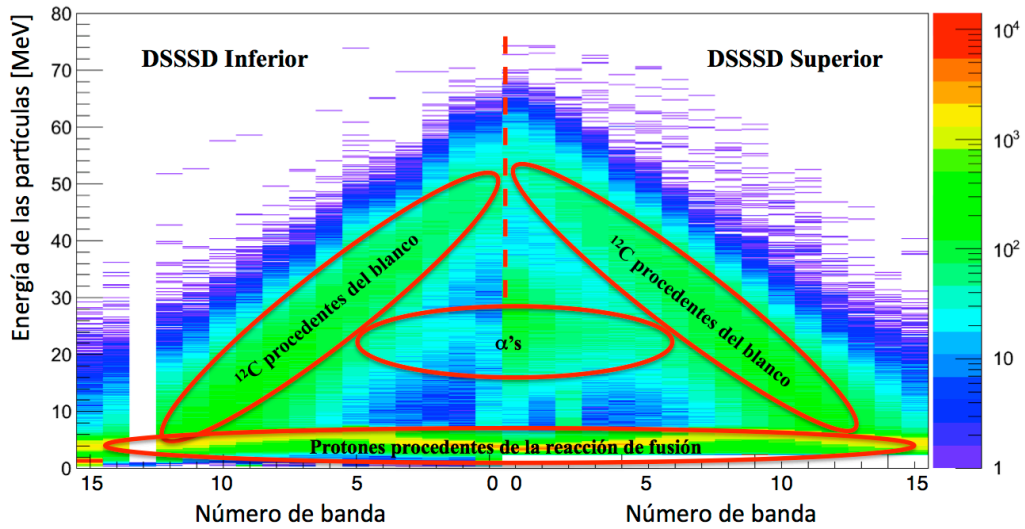


Figura 4.2: Matriz de partículas detectadas para ambos DSSSD's. Representa la energía de la partícula respecto a cada banda trasera de cada DSSSD donde es detectada.

Como se puede apreciar en los espectros γ de las figuras 4.1, el fondo de radiación es considerable, y por consiguiente se ha de dar una gran importancia a la sistemática que se ha de seguir para depurar los espectros para el análisis.

Por otro lado y como ya se mencionó en el apartado sobre la cinemática del experimento, el 2.1.1, es imprescindible considerar las partículas detectadas en los DSSSD's. Al estar dichos detectores pixelados, puede determinarse, de forma precisa, la posición y energía de cada partícula registrada y en consecuencia la cinemática de la reacción, pudiéndose estudiar los ángulos de salida de cada una de las partículas involucradas. Por ello, por ejemplo, en el caso de la figura 4.2 se representa el número total de la partículas detectadas, en el eje z, para cada una de las bandas, dispuestas de forma perpendicular al plano de los DSSSD's, situadas en la parte posterior de los dos detectores.

En dicha figura, se pueden identificar claramente tres regiones, correspondientes a distintos tipos de partículas. Pero, además, si se considera de forma arbitraria una de estas bandas individualmente, como se muestra en la figura 4.3, al igual que en la figura 4.2, se aprecian las mismas regiones en el espectro de partículas. En principio, estas tres regiones que se observan están relacionadas con las siguientes partículas: iones de carbono, partículas alfa y protones.

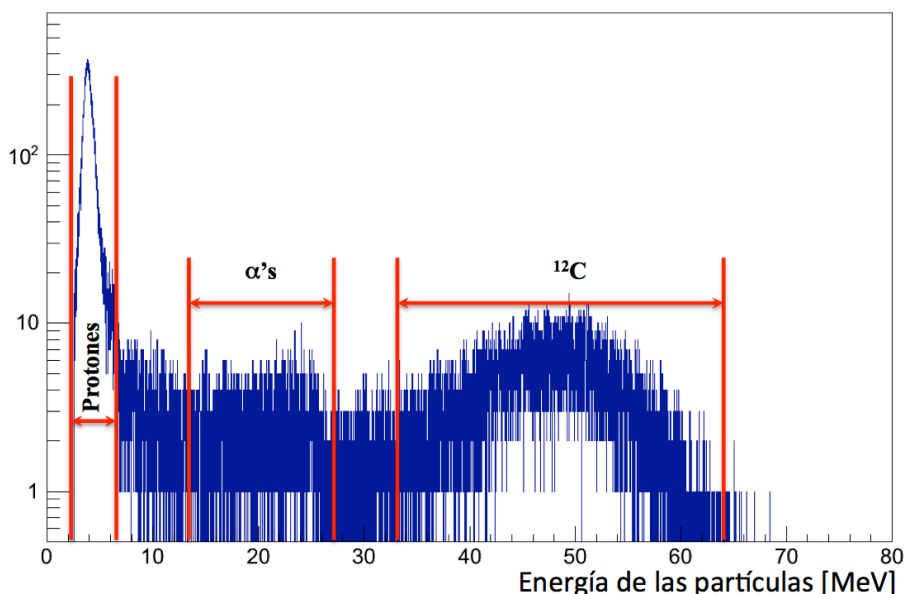
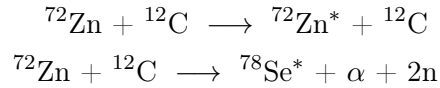


Figura 4.3: Muestra el espectro de energía de una banda trasera, en este caso del detector situado en la parte de abajo respecto al haz siendo la banda 0, la más próxima al haz.

La identificación de los principales procesos es fundamental para comprensión y realización del análisis. Para ello, es esencial la correlación entre la radiación γ y las partículas detectadas, otorgándonos una información vital.

4.1 Preparación de los datos

Por lo tanto, si se construye la siguiente matriz, conformada por un lado por la energía de cada partícula y por otro lado por la energía de la radiación γ detectada, ver la figura 4.4, se llegan a apreciar distintas regiones de coincidencia entre las partículas y los γ 's. Además en dicha figura puede diferenciarse claramente, además de las líneas producidas por la desexcitación del ^{72}Zn , dos regiones o nubes de partículas, que están relacionadas con la detección de protones y de partículas alfa. Por otro lado, se observa otro núcleo distinto, el ^{78}Se . En consecuencia, dichas regiones pueden identificarse con las siguientes reacciones:



La segunda reacción observada, en la que produce el ^{78}Se , es debido a una reacción de fusión incompleta entre el ión del ^{72}Zn del haz y el ^{12}C de la primera capa del blanco. Esta reacción se produce cuando ^{12}C se rompe, por interacción con el ^{72}Zn , produciendo una partícula α y un núcleo de ^8Be que se fusiona con el ión de ^{72}Zn evaporando dos neutrones. Este tipo de reacciones fueron ya observadas, con anterioridad, al medir momentos magnéticos mediante cinemática inversa con blancos de carbono como se aprecia en la referencia [WJL⁺11]. Por ahora no es posible determinar el origen de los protones detectados. Por ello, es necesario seguir filtrando los datos, hasta conocer el origen de todas las reacciones que se observaron a lo largo del experimento.

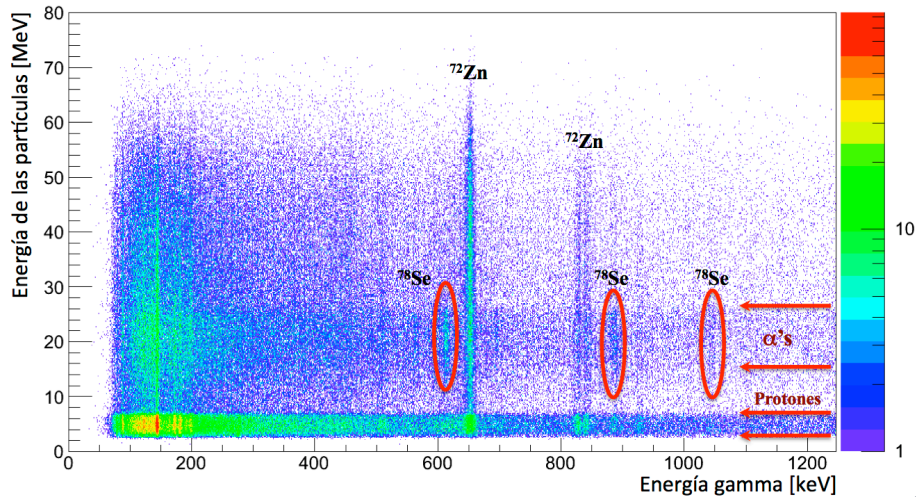


Figura 4.4: Dicha figura representa la matriz de energía de las partículas respecto a la energía de la radiación γ , para todos los detectores de partículas y γ 's a la vez.

Además, otra herramienta crucial para la comprensión del experimento es la coincidencia temporal. Para ello ha de ser considerada la diferencia temporal entre el momento en el

cual es detectada la partícula y por otro lado cuando es detectada la radiación γ . Tradicionalmente, esta coincidencia temporal se representa en una matriz, en la cual se representa la diferencia temporal entre la partícula y el γ respecto a la energía de la radiación γ detectada, obteniéndose la figura 4.5.

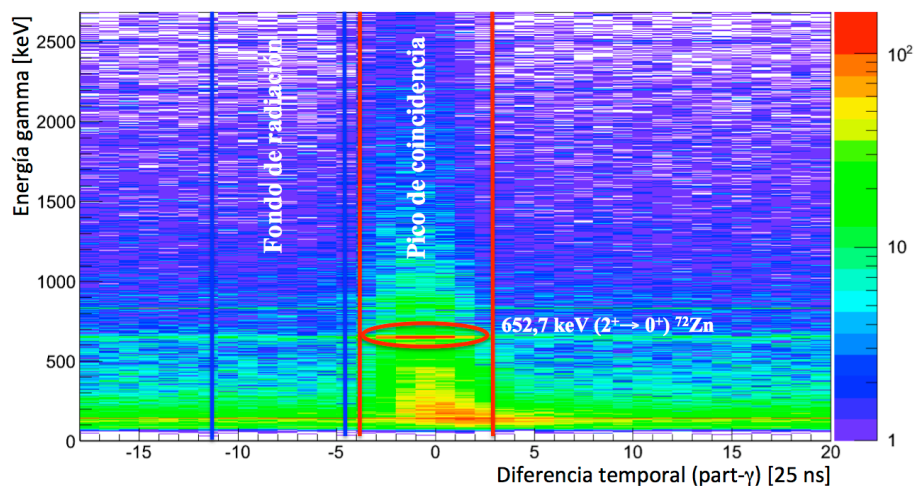


Figura 4.5: Matriz de energía γ respecto a la diferencia temporal partícula- γ , en la cual es fácil identificar la transición ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) del núcleo ^{72}Zn .

Por lo tanto, uno es capaz de diferenciar qué emisiones de radiación γ proceden de una coincidencia entre el momento de la detección de una partícula y la recepción del γ . Esta coincidencia temporal entre la partícula y el γ se contempla en la figura 4.5, como una región entorno al valor 0 en el eje x. Evidentemente, como puede observarse, el resto de sucesos fuera de esta región está causado por la coincidencia aleatoria de un γ con una partícula y viceversa, las cuales no tienen correlación alguna y que denominaremos fondo de radiación. En general, dicho fondo de radiación γ proviene del decaimiento de los núcleos radiactivos implantados en las proximidades de los detectores γ , siendo el mayor inconveniente al utilizar haces radiactivos.

Asimismo si se proyecta la figura 4.5 respecto a ambos ejes, x e y, se obtiene la figura 4.6(a), donde se muestra la proyección respecto al eje y, dando lugar al espectro energético γ producido por la coincidencia entre una partícula y un γ . Por otro lado, en el caso de la figura 4.6(b), se observa la proyección respecto al eje x, donde se muestra el perfil de coincidencia temporal entre las partículas y los γ 's. En esta última figura es interesante denotar que el perfil constante antes y después al pico de coincidencia es una consecuencia directa del uso de haces radiactivos. Dicho perfil viene dado por las coincidencias aleatorias partícula- γ , como ya se explica en el párrafo anterior.

Considerando los espectros de diferencia temporal tanto para el detector emplazado por encima como el de por debajo del haz, y comparándolos, ver figura 4.6(c), se aprecia cierto

4.1 Preparación de los datos

desfase entre ambos. En dicho caso, es plausible pensar que dicho desfase es consecuencia de la electrónica y por lo tanto fácilmente subsanable a posteriori introduciendo en el análisis un simple desplazamiento en uno de ellos. Sumando ambos espectros después de dicha corrección obtenemos la figura 4.6(d).

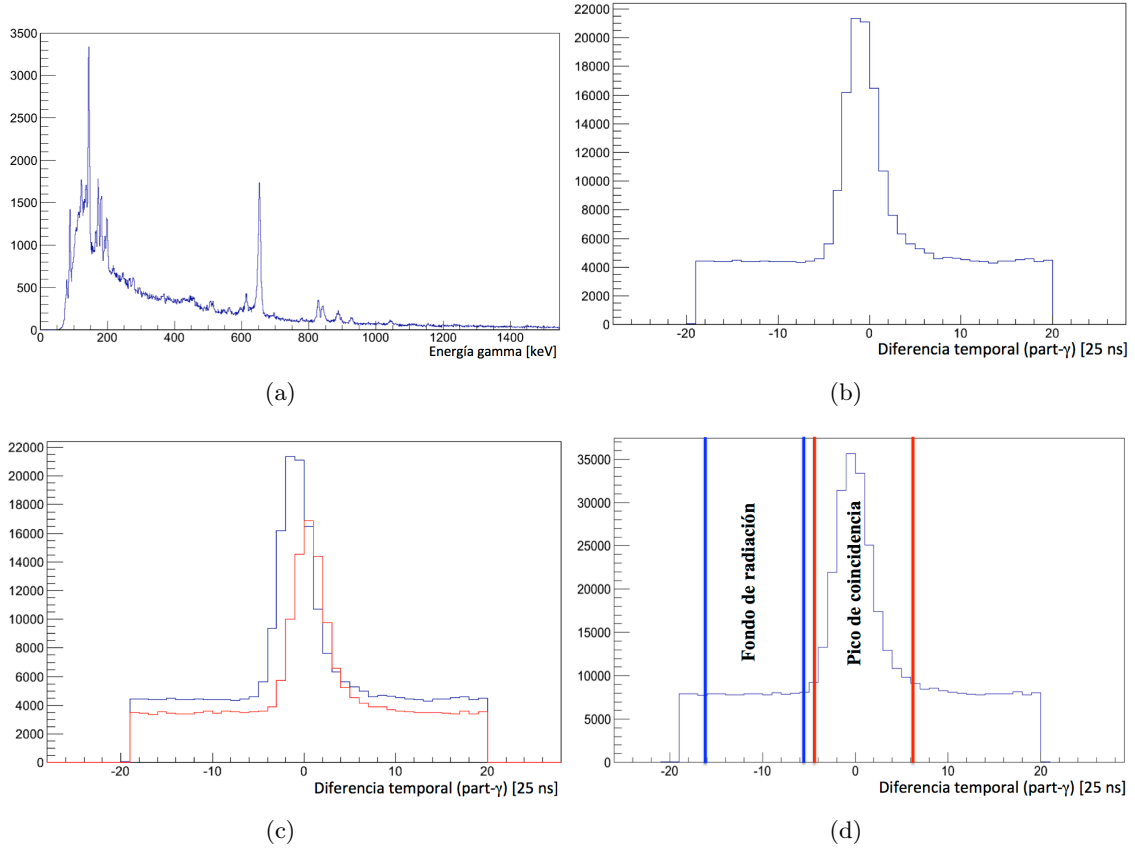
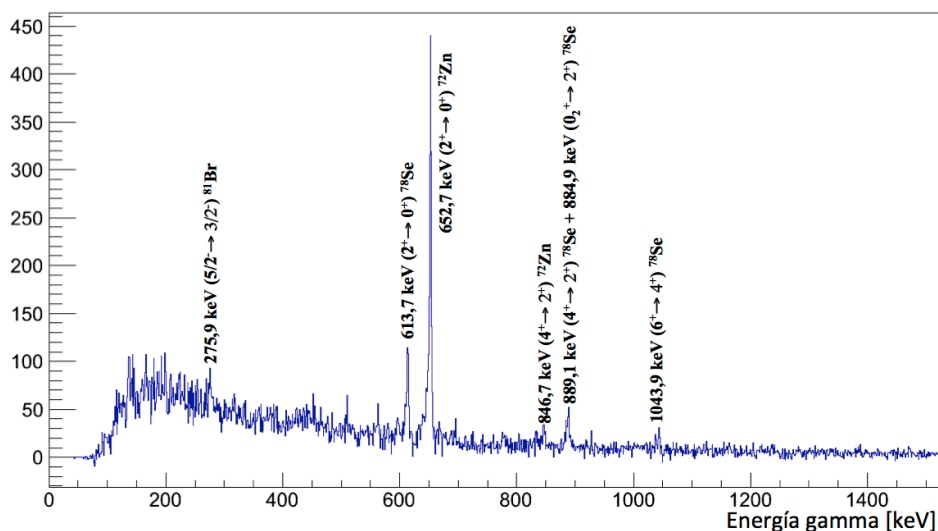


Figura 4.6: En la figura (a) se representa la proyección de la figura 4.5 respecto al eje y. En el caso de la figura (b) es la proyección de la misma figura respecto al eje x. En (c) se comparan las proyecciones respecto al eje x para ambos detectores, observándose un desfase entre ellos. Y en la figura (d) se muestra la suma de las proyecciones sobre el eje x de ambos detectores, habiéndose subsanado el desfase existente entre ambos.

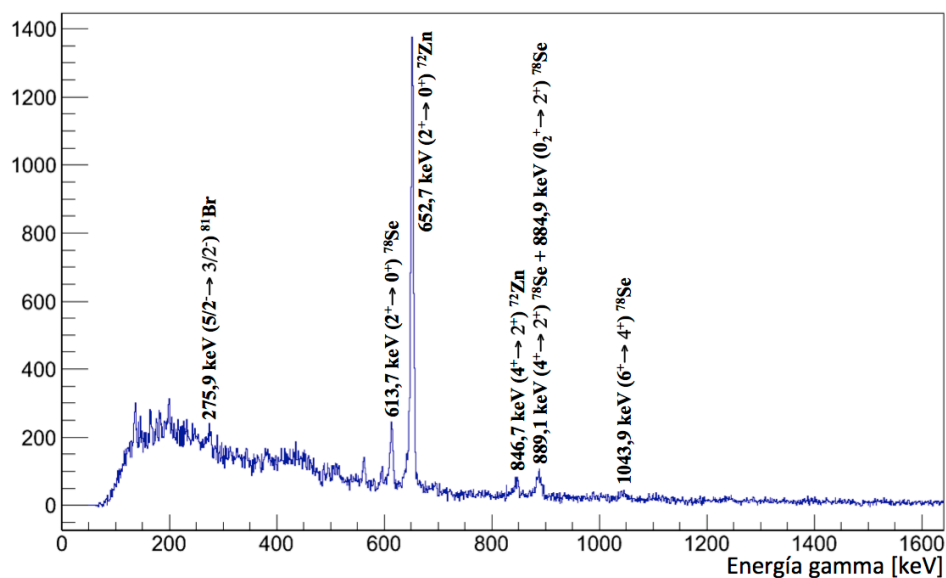
Finalmente, se llamará condición *prompt* a aquella que surge al tomar las partículas y los γ 's que se encuentran el pico de coincidencia y sustraerles un fondo arbitrario del mismo tamaño que el pico de coincidencia. Dicha sustracción se muestra de forma gráfica en la figura 4.6(d), es importante añadir que además de lo ya señalado se impuso una condición sobre la energía de las partículas que consistía en vetar todas aquellas que poseyesen una energía inferior a 2.5 MeV.

Por último, si se aplica esta última condición mencionada a cada uno de los espectros γ , de cada uno de los cristales y segmentos, y sumando todos los espectros de los segmen-

tos, se obtienen para ambos blancos los siguientes espectros 4.7(a) y 4.7(b), los cuales se encuentran casi totalmente limpios de la contaminación de radiación γ de fondo. Ahora, podemos identificar claramente otra reacción más y que veíamos con anterioridad en los espectros de partículas (ver 4.2, y 4.3), representada por la emisión de protones provenientes del blanco. Dicha reacción es: $^{72}\text{Zn} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{81}\text{Br}^* + \text{p} + 2\text{n}$. En este caso el ^{81}Br es producido mediante el proceso de fusión-evaporación entre el haz de ^{72}Zn y el ^{12}C , detectándose los protones en todas las bandas de los DSSSD's.



(a)



(b)

Figura 4.7: Representa los espectros γ de la suma total de los segmentos aplicado todas las condiciones anteriores para el blanco grueso (a) y para el blanco fino (b).

4.2 Determinación de la correlación angular

En resumen, si se consideran ambos blancos y ambas direcciones del campo magnético, además de implementar las condiciones tanto temporales como de detección de las partículas que nos interesan, obtendremos la información necesaria para el análisis. Dicha información es mostrada de forma sintetizada en la tabla 4.1.

	Target 115	Target 105
Tiempo total de medición	42 h	28 h
Número de cuentas en el pico ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$)	8244	1534
Número de cuentas en el pico ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$)	390	89
Excitación únicamente del estado ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) [%]	95.3	94.0
Número de cuentas en el pico ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) dirección “Up”	4151	687
Número de cuentas en el pico ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) dirección “Down”	3963	767
Número de partículas en la dirección “Up”	931768	120155
Número de partículas en la dirección “Down”	927861	123551
$F_{Statistic}$ (diferencia estadística entre ambas direcciones)	0.9958	1.02826

Tabla 4.1: Resumen completo de la estadística observada en el experimento, en concreto de los parámetros más relevantes de éste, para ambos tipos de blancos usados.

De la tabla 4.1 puede inferirse la relación existente entre la estadística de la transición ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) y la transición ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$), que en en ambos casos es aproximadamente un 5 %. Por consiguiente implica que menos del 5 % de las veces no se puebla directamente el estado 2_1^+ , sino que primeramente se excita el estado 4_1^+ y posteriormente tiene lugar la transición ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) que puebla el estado 2_1^+ . Por lo tanto, la población del estado 2_1^+ producido por el estado 4_1^+ puede considerarse insignificante en comparación con la población directa del estado 2_1^+ para ambos blancos. Dicha consideración será fundamental para la determinación final del factor giromagnético [WJL⁺11, RSA95], como se verá en la sección 4.4.

Tanto las variaciones en la intensidad del haz, como por supuesto las posibles diferencias en el tiempo de medida para ambas direcciones del campo magnético durante el experimento, en ambos blancos, han de ser consideradas en el análisis. Por ello se tendrá en cuenta dicha influencia mediante un factor estadístico, que llamaremos $F_{Statistic}$. Dicho factor tendrá su importancia en el apartado 4.3 del análisis.

Además, en el análisis se emplearán para ambos blancos los tres diferentes niveles de detección (núcleos del detector o cristales, grupos de segmentos y segmentos) expuestos en el capítulo anterior, y representados gráficamente en la figura 3.15.

4.2. Determinación de la correlación angular

Primeramente, dado que la vida media del estado 2_1^+ del ^{72}Zn es corta, del orden de los ps, y además considerando el espesor que poseen cada uno de los blancos, así como

la energía del haz, pueden darse los siguientes casos: que la emisión del γ procedente del decaimiento del estado excitado al fundamental se realice en vuelo o cuando el núcleo este parado dentro del blanco. En el experimento se observaron ambos casos al disponer de un blanco fino (o blanco número 115) y otro más grueso (o blanco número 105). Por lo tanto, al realizar el análisis del experimento, el procedimiento empleado será similar aunque con ciertas diferencias en el caso del blanco fino. Dichas diferencias están relacionadas con el efecto Doppler que se observa en la energía del γ emitido, haciendo necesario realizar la transformación del sistema del laboratorio a el sistema del centro de masa (CM) para calcular la transformación de Lorentz que sufren tanto los ángulos de detección como la correlación angular.

Las correlaciones angulares experimentales se obtienen a partir de intensidades del fotopico es decir, el número de cuentas en el pico de la desintegración del estado de interés para cada ángulo y corregidas por la eficiencia. Debido a la disposición de los detectores de germanio y su segmentación, un amplio rango de ángulos es cubierto, en consecuencia puede caracterizarse la corrección angular de forma más precisa. El ajuste de los resultados experimentales se realiza mediante la ecuación (4.1), donde $P_2(x)$ y $P_4(x)$ son los polinomios de Legendre, ver las ecuaciones (4.2) y (4.3), obteniendo los parámetros A_2 y A_4 , propios de la correlación angular y C que es un parámetro de escala [SKN02].

$$W(\theta_\gamma) = C[1 + A_2 \cdot P_2(\cos(\theta_\gamma)) + A_4 \cdot P_4(\cos(\theta_\gamma))] \quad (4.1)$$

$$P_2(\cos(\theta_\gamma)) = \frac{1}{2}(3 \cdot \cos^2(\theta_\gamma) - 1) \quad (4.2)$$

$$P_4(\cos(\theta_\gamma)) = \frac{1}{8}(35 \cdot \cos^4(\theta_\gamma) - 30 \cdot \cos^2(\theta_\gamma) + 3) \quad (4.3)$$

Además, únicamente para el blanco fino, la corrección sobre el ángulo sólido tiene que ser aplicada en el cálculo de la correlación angular. Dado que al pasar del sistema del laboratorio al del CM ha de considerarse la transformación por el desplazamiento Doppler de cada pico. Las ecuaciones clásicas usadas en la correlación angular son válidas en el caso del CM, siempre y cuando los ángulos de observación en el sistema del laboratorio, θ_{lab} , son transformados al sistema CM, θ_{CM} . Dichas transformaciones son realizadas de la siguiente forma.

La transformación desde el sistema del laboratorio al CM viene dado por [WJL⁺11]:

$$\cos(\theta_{CM}) = \frac{\cos(\theta_{lab}) - \beta}{1 - \beta \cdot \cos(\theta_{lab})} \quad (4.4)$$

donde β es la velocidad del ión al atravesar el blanco, en unidades naturales. Además, al aplicar a la corrección angular la transformación del ángulo sólido, obtenemos:

$$W_{CM}(\theta_{CM}) = W_{lab}(\theta_{lab}) \cdot \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} \quad (4.5)$$

4.2 Determinación de la correlación angular

siendo

$$\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} = \frac{[1 - \beta \cdot \cos(\theta_{lab})]^2}{1 - \beta^2} \quad (4.6)$$

Los coeficientes C , A_2 y A_4 del ajuste para la transición del estado 2_1^+ al 0_1^+ del ^{72}Zn para cada grupo de detección y para cada blanco son mostrados en las tablas 4.2 y 4.3.

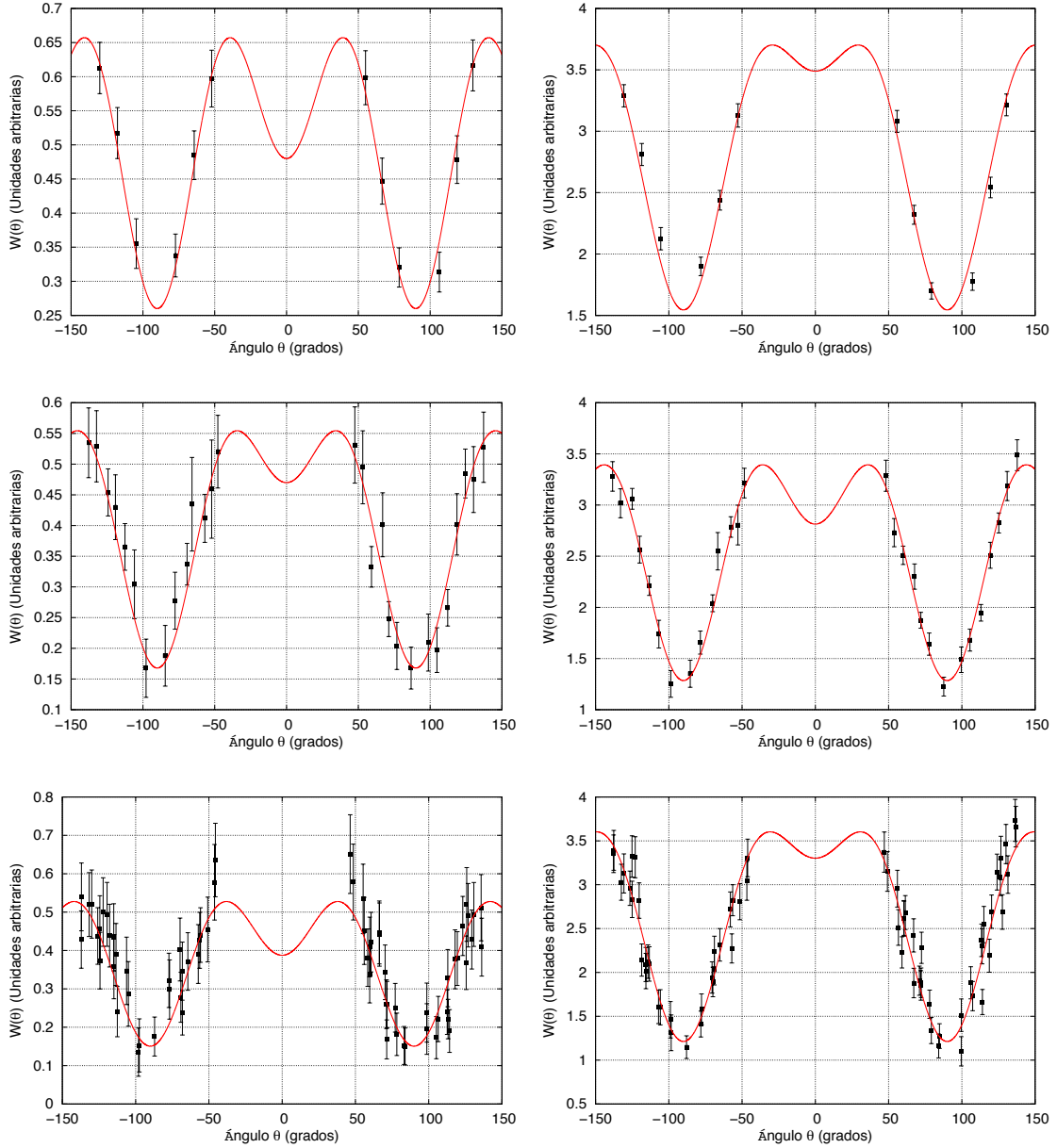


Figura 4.8: Ajuste de la correlación angular para cada caso. El lado izquierdo es el caso del blanco grueso y en el lado derecho el blanco fino. Por filas y comenzando desde arriba hasta la última se muestran los distintos niveles de detección, que son: cristales, grupos de segmentos y segmentos.

	C	A_2	A_4
Cristales	0.48 (4)	0.52 (26)	-0.53 (30)
Grupos de segmentos	0.38 (3)	0.74 (20)	-0.50 (24)
Segmentos	0.36 (3)	0.70 (21)	-0.62 (27)

Tabla 4.2: Coeficientes del ajuste de la corrección angular de la transición del estado 2_1^+ al 0_1^+ para cada grupo de detección, blanco grueso (Blanco 105).

	C	A_2	A_4
Cristales	2.69 (24)	0.61 (25)	-0.32 (27)
Grupos de segmentos	2.45 (8)	0.61 (9)	-0.46 (11)
Segmentos	2.49 (10)	0.73 (10)	-0.40 (13)

Tabla 4.3: Coeficientes del ajuste de la corrección angular de la transición del estado 2_1^+ al 0_1^+ para cada grupo de detección, blanco fino (Blanco 115).

En la figura 4.8 se observa el ajuste de la correlación angular para ambos blancos y para cada grupo de detección, siendo los parámetros deducidos anteriormente los propios del ajuste.

Es interesante denotar la variación de la correlación angular dependiendo del nivel de detección. Para ambos blancos sucede lo mismo, como podemos ver en las figuras 4.9(a) y 4.9(b). Se observa mayor anisotropía en la correlación angular para los segmentos que para los cristales. Este suceso es consecuencia de poder determinar la correlación angular con más puntos, es decir, con más ángulos de detección en las regiones de mayor cambio en la pendiente.

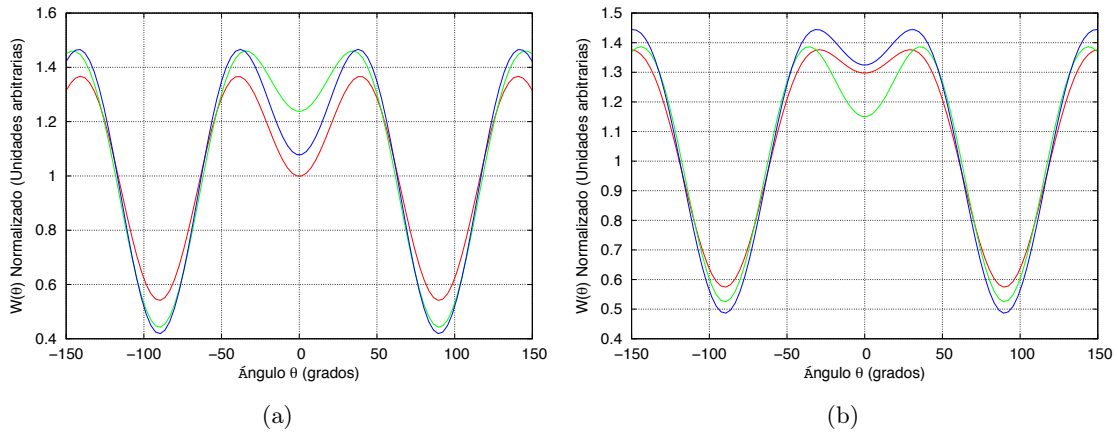


Figura 4.9: Muestra la variación de la correlación angular normalizada y es comparada con todos los grupos de detección usados. (a) Para el blanco grueso y (b) para el blanco fino. En rojo para los cristales, verde para los grupos de segmentos y azul para los segmentos.

4.2 Determinación de la correlación angular

Por otro lado, como ya se mencionó al final del apartado anterior, se ha considerado que la población del estado 2_1^+ procedente del decaimiento del estado 4_1^+ es insignificante, ver tabla 4.1. Para cerciorarnos de este punto por otra vía, se ha calculado la correlación angular para la transición $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$. Dada la poca estadística sólo se ha considerado como nivel de detección el de los cristales, al contar con el mayor número de cuentas por ángulo (θ_γ), para ambos blancos. Realizando el ajuste de la correlación de la misma forma anteriormente expuesta y al ser también una $E2$, se aplicarán las mismas ecuaciones que para el caso ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) a la hora de determinar la correlación angular. Los parámetros del ajuste obtenidos son mostrados, ver tabla 4.4. El resultado del ajuste para esta transición puede verse en las figuras 4.10(a) y 4.10(b).

Blanco	C	A_2	A_4
Grueso	0.05 (1)	0.15 (23)	-0.10 (22)
Fino	0.14 (1)	0.12 (17)	-0.10 (16)

Tabla 4.4: Coeficientes del ajuste de la corrección angular de la transición $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ sólo para cada cristal y para cada blanco.

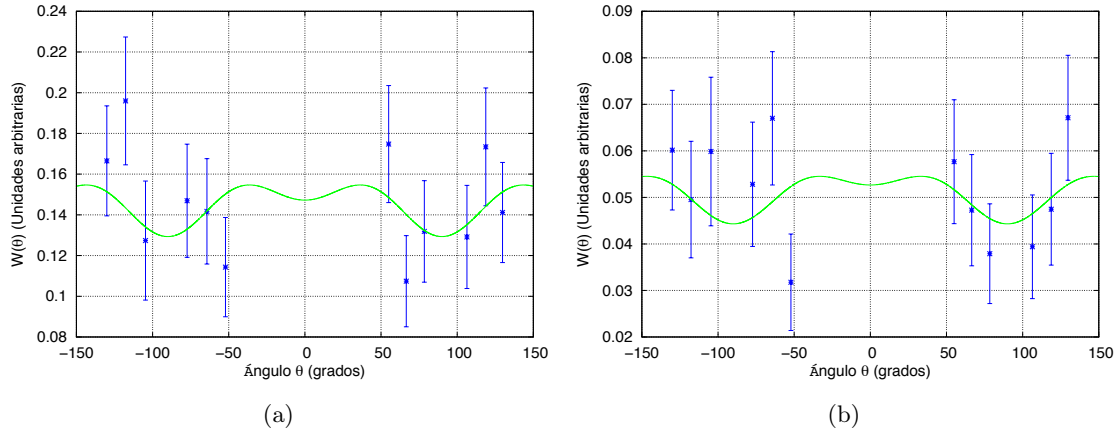


Figura 4.10: Correlación angular para la transición $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ sólo a nivel de cristales. Como se puede apreciar, existe una importante atenuación en la correlación en esta transición. (a) Para el blanco grueso y (b) para el blanco fino.

Para el estado 4_1^+ , según se deduce de la figura anterior sobre la corrección angular y considerando la estadística acumulada durante el experimento, la correlación angular medible no es significativa, y por tanto no es posible deducir una precesión angular a partir de estos datos para dicho estado.

4.2.1. Cálculo de la pendiente logarítmica

Llegados a este punto y partiendo de la definición dada en la ecuación (4.1) para la correlación angular, es posible deducir la pendiente logarítmica, $S(\theta)$. Esta pendiente muestra las regiones donde la correlación angular presenta mayor variación, tal como se definió en el capítulo 2, mediante la ecuación (2.12).

$$S(\theta) = \frac{1}{W(\theta)} \frac{dW(\theta)}{d\theta} \quad (4.7)$$

donde $W(\theta)$ es la correlación angular expresada mediante los polinomios de Legendre definidos en (4.2) y (4.3). Derivando, sustituyendo y simplificando la ecuación (4.7), se obtiene [RSA95]:

$$S(\theta) = - \frac{\frac{1}{2} \cdot \text{sen}(\theta) \cdot \cos(\theta) \cdot (6 \cdot A_2 + 5 \cdot A_4 \cdot (7 \cdot \cos^2(\theta) - 3))}{1 + A_2 \cdot \frac{1}{2} \cdot (3 \cdot \cos^2(\theta) - 1) + A_4 \cdot \frac{1}{8} \cdot (35 \cdot \cos^4(\theta) - 30 \cdot \cos^2(\theta) + 3)} \quad (4.8)$$

La pendiente logarítmica, $S(\theta)$, adquiere su importancia en el cálculo de la precesión angular, ver el apartado 4.4.

4.3. La determinación del efecto

Recordando lo expuesto en el apartado 2.2.1, el efecto, ϵ , para un ángulo, $|\theta|$, se define a través de la razón, ρ , según la ecuación (4.9), además es importante denotar que dicho efecto está libre de los errores sistemáticos producidos por la intensidad del haz y de la eficiencia de los detectores.

$$\epsilon = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \quad (4.9)$$

Por lo tanto, partiendo de nuestra configuración y para cada elemento de cada grupo de detección, como se muestra en la figura 3.15, se le asocia una dirección del campo magnético y una intensidad de fotopico de la transición de estudio, N , que ya fue definida con anterioridad en el apartado anterior. Y por lo tanto puede definirse una razón, ρ , de donde se deduce el efecto, ϵ , como se muestra en la ecuación (4.9).

Para nuestro propósito, se definirán dos razones distintas: la razón simple, ρ_S , y la razón doble, ρ_D , con el simple objetivo de verificar los resultados obtenidos por ambas vías. Estas razones se definen como (4.10):

$$\rho_S = \frac{N(\theta \uparrow)}{N(\theta \downarrow)} \cdot F_{Statistic} \quad (4.10a)$$

$$\rho_D = \sqrt{\frac{N(+\theta \uparrow) \cdot N(-\theta \downarrow)}{N(+\theta \downarrow) \cdot N(-\theta \uparrow)}} \quad (4.10b)$$

4.3 La determinación del efecto

donde $N(\theta \uparrow)$ es el número de cuentas medidas para el ángulo θ y para la dirección \uparrow del campo magnético, corregidas por la eficiencia de dicho elemento de detección $(+\theta)$ y $(-\theta)$ son los elementos de detección simétricos respecto al eje del haz y $F_{Statistic}$ es el factor de corrección a la estadística respecto a las partículas detectadas en una y en otra dirección del campo, ver tabla 4.1.

Es interesante mencionar que la razón doble, ρ_D , es independiente del tiempo de medida para cada dirección del campo. Por lo tanto, es menos susceptible a las fluctuaciones producidas durante el experimento.

El resultado para cada razón y cada efecto medido a cada ángulo de detección es mostrado en las tablas D.1 a D.7, en el apéndice D. Por otra parte es evidente que no tenemos una simetría perfecta en la elección de los ángulos entre los grupos de cristales de MINIBALL, aunque existen formas de verificarlo. Por lo tanto, con el objetivo de cuantificar cuan lejos estamos de dicha simetría se define a continuación una razón de verificación, que llamaremos ρ_{Check} y que se escribe de forma análoga a la ecuación (4.10b), y la expresamos de la forma siguiente:

$$\rho_{Check} = \sqrt{\frac{N(\theta \uparrow) \cdot N((\theta + 180^\circ) \downarrow)}{N(\theta \downarrow) \cdot N((\theta + 180^\circ) \uparrow)}} \quad (4.11)$$

con su correspondiente efecto de verificación, ϵ_{Check} :

$$\epsilon_{Check} = \frac{\rho_{Check} - 1}{\rho_{Check} + 1} \quad (4.12)$$

En consecuencia para cada valor del efecto, ϵ , se obtendrá un valor adicional de verificación del mismo, ϵ_{Check} . ¿Cómo puede ser interpretado dicho valor, ϵ_{Check} ? Si existiera simetría entre ambos lados ϵ_{Check} debería ser 0 (es lo mismo que decir que ρ_{Check} es igual a 1) [KCBK⁺04, TJF⁺99].

	Blanco Grueso		Blanco Fino	
	ρ_{Check}	ϵ_{Check}	ρ_{Check}	ϵ_{Check}
Cristales	1.04 (5)	0.022 (22)	0.97 (2)	-0.014 (9)
Grupos de Segmentos	0.98 (5)	-0.005 (30)	0.96 (2)	-0.019 (12)
Segmentos	1.01 (5)	0.013 (26)	0.99 (2)	-0.002 (12)

Tabla 4.5: Dicha tabla muestra la media pesada de ρ_{Check} y ϵ_{Check} para todos los grupos de detección y para ambos blancos.

El resultado de dicha verificación para cada blanco y grupo de detección se muestra de forma individual, es decir para cada ángulo, en las tablas D.9 a D.11. El resultado de la media pesada para cada uno de los posibles casos es mostrado en la tabla 4.5, pudiéndose apreciar que dentro de los errores se confirma que $\rho_{Check} \sim 1$ y $\epsilon_{Check} \sim 0$. A la vista

de estos valores podemos concluir, que hay una simetría entre los datos obtenidos para el lado derecho y los del lado izquierdo, siempre respecto al haz, pudiendo ser determinado el ángulo de precesión para ambos blancos y para cada nivel de detección.

4.4. Medición del ángulo de precesión

El ángulo de precesión experimental es determinado, de una manera convencional, como la relación entre el efecto observado, ϵ , y la pendiente logarítmica, $S(\theta)$. Nuevamente y como se vio en el apartado 2.2.1, el ángulo de precesión lo expresamos como

$$\Delta\Phi = \frac{\epsilon}{S(\theta)} \quad (4.13)$$

donde $S(\theta)$ es la pendiente logarítmica es expresada, para el caso que nos ocupa, según la ecuación (4.8).

En definitiva, la precesión angular experimental para la transición $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ha sido determinada a partir de los valores de la pendiente logarítmica, $S(\theta)$, para cada ángulo de medida a partir de los coeficientes de ajuste de la correlación angular de las tablas 4.2 y 4.3, así mismo con el efecto calculado previamente, obteniendo un valor experimental de la precesión para cada ángulo y blanco y el resultado se muestra en las tablas D.1 a la D.7 (del apéndice D).

Por lo tanto, en las figuras 4.11 y 4.12 se representan las distintas precesiones deducidas de las tablas D.1 a la D.7, determinándose a su vez la media ponderada para cada uno de los casos y compendiándolos en la tabla 4.6. Estos valores finales serán empleados más adelante para el cálculo del factor giromagnético.

	Blanco Grueso		Blanco Fino	
	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Phi_D$ [mrad]	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Phi_D$ [mrad]
Cristal	-71 (20)	-75 (23)	-31 (10)	-32 (10)
Grupo de Segmentos	-67 (17)	-72 (18)	-37 (10)	-38 (10)
Segmentos	-69 (16)	-69 (17)	-31 (9)	-32 (9)
Valor adoptado	-69 (20)	-70 (23)	-33 (10)	-34 (10)

Tabla 4.6: En esta tabla se muestra un resumen de la media pesada para los ángulos de precesión deducidos mediante la razón simple, $\Delta\Phi_S$, como con la razón doble, $\Delta\Phi_D$, para cada blanco y cada grupo de detección, así como el valor adoptado para cada caso.

4.4 Medición del ángulo de precesión

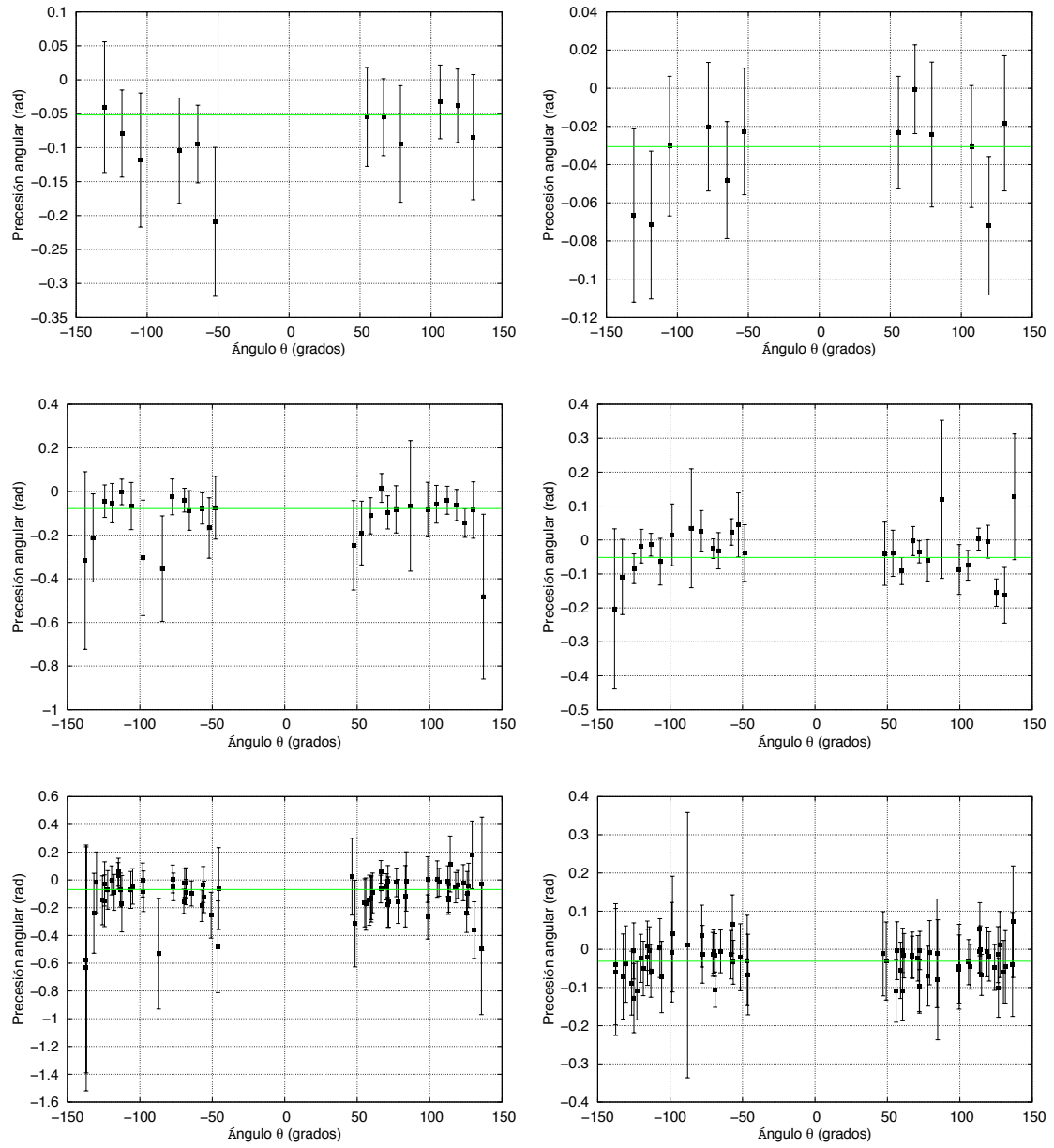


Figura 4.11: Ángulos de precesión experimentales usando la razón simple. En el lado izquierdo se representan los resultados del blanco grueso y en el lado derecho del blanco fino. De arriba a abajo, se corresponde a los niveles de detección: cristal, grupos de segmentos y segmentos. La línea verde representa el valor de la media pesada para cada grupo de los puntos experimentales.

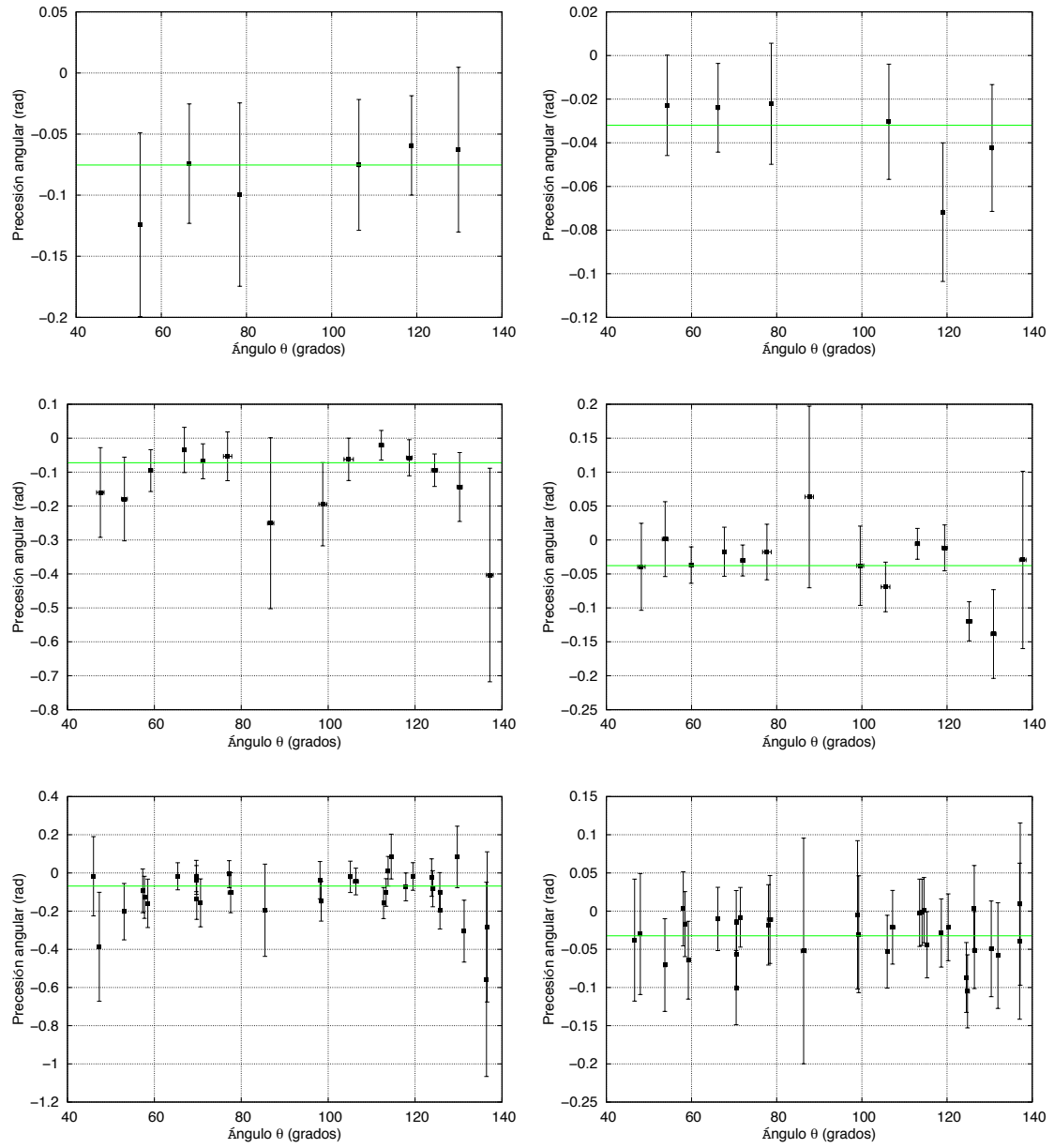


Figura 4.12: Ángulos de precesión experimentales usando la razón doble. En el lado izquierdo se representan los resultados del blanco grueso y en el lado derecho del blanco fino. De arriba a abajo, se corresponde a los niveles de detección: cristal, grupos de segmentos y segmentos. La línea verde representa el valor de la media pesada para cada grupo de los puntos experimentales.

4.4 Medición del ángulo de precesión

4.4.1. Método de las diferencias

Por otro lado y para cerciorarnos de dicha medición, un procedimiento de análisis alternativo puede ser empleado y que denotaremos como “*Procedimiento de las diferencias*” [MSL⁺10]. Este método alternativo permite también determinar el ángulo de precesión individual para cada uno de los detectores por separado utilizando la siguiente expresión:

$$\Delta\Phi_i = \frac{1}{S(\theta_i)} \frac{N_i^{tot}(\theta_i \uparrow) - N_i^{tot}(\theta_i \downarrow)}{N_i(\theta_i \uparrow) + N_i(\theta_i \downarrow)} \quad (4.14)$$

donde, N_i^{tot} , es la intensidad del fotopico sin sustracción del fondo de radiación (únicamente imponiendo la condición de coincidencia temporal en el pico), el cual nos dará el efecto neto de la precesión en la diferencia entre ambas direcciones del campo magnético. N_i , es la intensidad del fotopico con sustracción del fondo de radiación, el cual será el mismo valor que fue usado previamente, para ambas direcciones del campo. Y finalmente, $S(\theta_i)$ es el valor de la pendiente logarítmica. Y todo ellos para un mismo ángulo, θ_i .

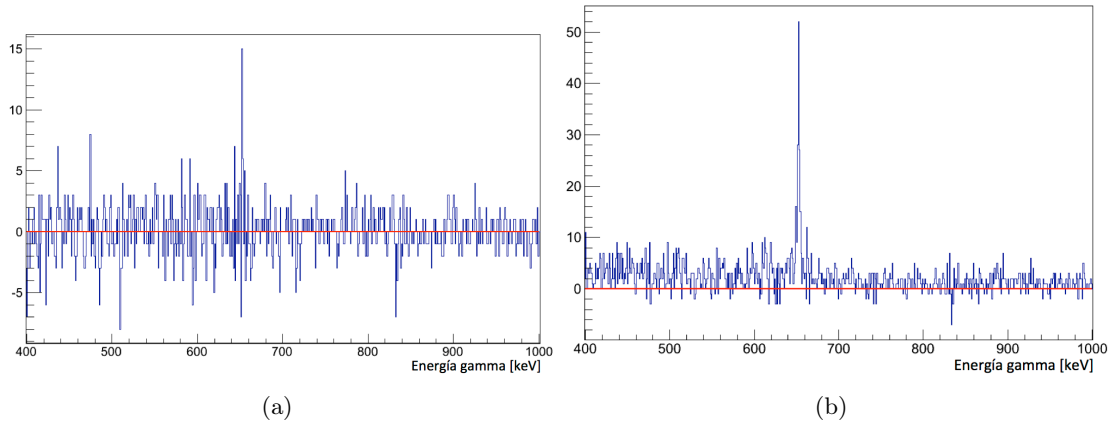


Figura 4.13: En dichas figuras se representa (a) la diferencia y (b) la suma de los espectros de ambas direcciones del campo segun la ecuación (4.14), para el caso de un cristal emplazado a un ángulo de $\theta = -45^\circ$. La línea roja representa el nivel 0. Si existiera una gran variación en la estadística entre ambas direcciones del campo, este efecto se observaría en la figura (a) como una variación del fondo hacia arriba o abajo respecto a la línea roja.

La ventaja de dicho método respecto al convencional es que las cantidades, las cuales son introducidas en el numerador, están, en principio, libres de incertidumbres producidas por una mejor o peor elección del fondo para su sustracción en el pico de interés. Sin embargo, para el denominador en la ecuación (4.14), una sustracción del fondo es indispensable para obtener el ángulo de precesión. Por lo tanto, en conjunto, el método de las diferencias proporciona un mejor control sobre las incertidumbres en la sustracción del fondo, además de una comprobación de la medida. Por último, es interesante mencionar que este método es

muy útil e importante cuando se utilizan cristales de centelleo en vez de HPGe, puesto que dadas las características de estos cristales, como la resolución y la eficiencia, la sustracción no es del todo trivial ni sencilla. En las figuras 4.13(a) y 4.13(b) se muestran un ejemplo extraído de los datos para un cristal de MINIBALL, correspondiendo la primera figura al numerador y la segunda al denominador de la ecuación (4.14).

Por sencillez, dicho método ha sido aplicado únicamente a nivel de los cristales para ambos blancos. Por ende, comparando dicho método de verificación con los resultados obtenidos previamente, en el cálculo de las precesiones a nivel de los cristales mediante la razón simple para ambos blancos, se observa una absoluta compatibilidad de los resultados. En la tabla D.8, se muestra dicho cálculo así como la comparación con lo anterior, y de forma visual en las figuras 4.14(a) y 4.14(b).

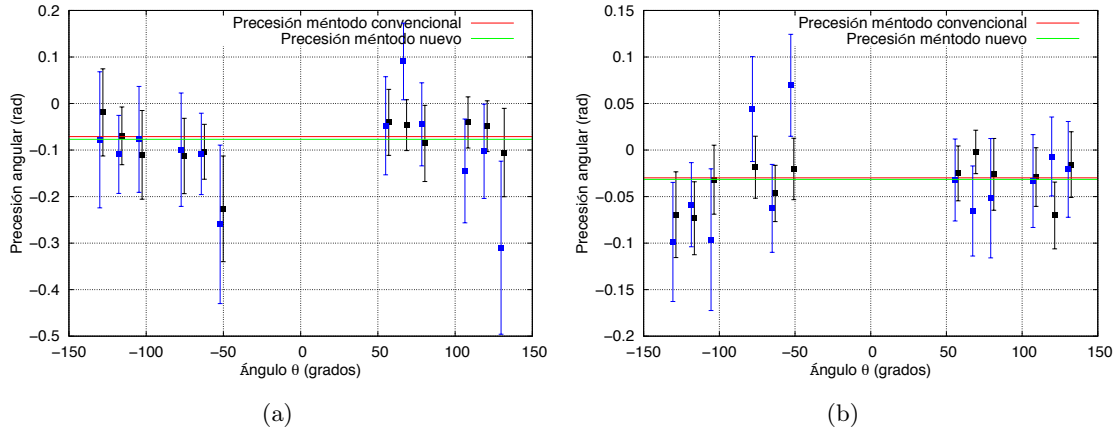


Figura 4.14: Comparación visual de la precesión angular medida por el método convencional (puntos negros) y por el método de las diferencias (puntos azules), (a) para el blanco grueso y (b) para el blanco finos. Sólo a nivel de los cristales.

	<i>Blanco Grueso</i>		<i>Blanco Fino</i>	
	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Phi_{Dif}$ [mrad]	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Phi_{Dif}$ [mrad]
Cristal	-71 (20)	-77 (26)	-31 (10)	-32 (13)

Tabla 4.7: En este caso se muestra el resultado final de la media pesada para ambos métodos y ambos blancos, únicamente a nivel de los cristales.

Finalmente, calculando la media pesada para cada blanco de la tabla D.8, se obtiene un valor final para la precesión angular, ver tabla 4.7. Al comparar ambos métodos, concluimos que con ambos métodos los resultados obtenidos son totalmente compatibles.

4.4.2. Ángulo de precesión total

En general, la medida de la precesión angular experimental, denotada como $\Delta\Phi$, puede ser definida como la suma de diversas contribuciones, es decir:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{SF} + \Delta\Phi_{TF} + \Delta\Phi_{Feeding} \quad (4.15)$$

donde, $\Delta\Phi_{SF}$, es la precesión angular debida a un campo estático, el cual actúa sobre el núcleo cuando este se encuentra detenido en una región ferromagnética con un campo magnético aplicado en ella antes de la emisión del γ , $\Delta\Phi_{TF}$ es la precesión angular debida al efecto de los campos magnéticos transitorios y $\Delta\Phi_{Feeding}$ es la precesión angular acumulada en el estado el cual alimenta el estado de interés.[RSA95]

Primeramente, la contribución a la precesión angular del estado 2_1^+ de estados superiores, está sustentada únicamente por la proporción entre el número de γ 's provenientes de la desexcitación del estado 4_1^+ o de una población directa al estado 2_1^+ . Como ya se ha concluido con anterioridad en varias ocasiones, este efecto es despreciable en nuestro caso y por lo tanto también lo será al calcular la precesión angular, siendo $\Delta\Phi_{Feeding} \approx 0$.

Por otro lado, únicamente ha de tenerse en cuenta el efecto del campo estático, $\Delta\Phi_{SF}$, en el caso del blanco grueso, dado que para este blanco existen iones de zinc que son detenidos dentro del gadolinio y por lo tanto, desde que los iones son parados hasta que emiten el γ , cada ión sufre una precesión producida por un campo estático, como se mencionó en el apartado 2.2.1. Por lo tanto, ha de ser estimada la contribución inducida por el campo estático, $\Delta\Phi_{SF}$, en la precesión total, $\Delta\Phi$, en el caso del blanco grueso. Para ello, existen dos formas distintas de llegar a dicho resultado. La primera de ellas sería estimar dicho valor resolviendo la ecuación (4.16) para el caso en el cual nos encontramos [SKG⁺97].

$$\Delta\Phi_{SF} = g \cdot \phi_{SF} = g \cdot \left(-B_{SF} \cdot \frac{\mu_N}{\hbar} \cdot \tau \cdot e^{-t_s/\tau} \right) \quad (4.16)$$

donde τ es la vida media del estado de interés, t_s es el tiempo que tarda el ión desde que entra en el ferromagnético hasta que se detiene por completo dentro de él, antes de emitir el γ , y B_{SF} es el campo magnético estático en esta región.

Considerando un valor máximo de $B_{SF} = 10$ T para el caso del gadolinio el cual es atravesado por un ión de zinc [FJP79] y considerando que en el caso del blanco gordo, en promedio, los iones de zinc tardan en frenarse un tiempo, $t_s = 2.8(2)$ ps, además de tomar τ en promedio según la literatura más reciente conocida [NMF⁺12, LOG⁺13] como 17.7(11) ps. Se obtiene un valor de $\Delta\Phi_{SF}/g \approx -7(2)$ mrad. Si comparamos dicho valor respecto al mostrado en la tabla 4.7 puede concluirse que este efecto no es relevante para el resultado final de la precesión angular, dado que el valor de $\Delta\Phi_{SF}/g$ es compatible con los errores estimados en dicha tabla para el blanco gordo.

Además, para asegurarse de este punto, otra forma de determinar la importancia de dicho efecto es el siguiente estudio: Si es analizado en detalle la cinemática del experimento,

se deduce, aproximadamente, que el 50 % de los casos el núcleo de zinc es detenido en la capa de gadolinio y el otro 50 % en la del tántalo. Por lo tanto, separando los γ 's provenientes de cada uno de los casos, a nivel de los cristales, es posible determinar la precesión angular y ponderar el efecto del campo estático en los núcleos que se detienen en el gadolinio.

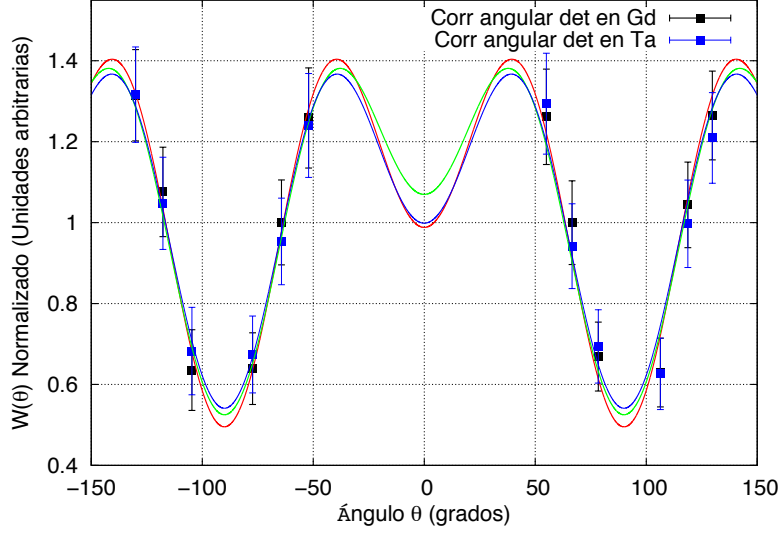


Figura 4.15: Comparación de la correlación angular normalizada entre las partículas detenidas en el gadolinio (línea roja), detenidas en el tántalo (línea verde) y las medidas anteriormente (línea azul), únicamente a nivel de los cristales.

Primeramente, antes de obtener una precesión angular, es necesario determinar la correlación angular para cada capa y obtener los parámetros de ajuste de la correlación angular, ver tabla 4.8. Como primera impresión, es interesante ver que como es de esperar, para ambos casos, podemos decir que se observa la misma correlación angular, ver figura 4.15.

Capa	C	A_2	A_4
Gd	0.05 (1)	0.57 (6)	-0.58 (7)
Ta	0.14 (1)	0.58 (8)	-0.50 (8)

Tabla 4.8: Los coeficientes de la corrección angular de la transición $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ únicamente para los cristales tanto para los iones que se paran en la capa de gadolinio como en el tántalo.

Por consiguiente, el siguiente paso a dar sería el calcular la precesión angular para cada capa. Igualmente, siguiendo el proceso descrito al principio de la sección, dicha precesión puede ser determinada. Por ello, para cada cristal y cada capa ha sido calculado dicha precesión y mostrado en forma de tabla, ver la tabla D.12 del apéndice D, y así mismo representado en la figura 4.16.

4.4 Medición del ángulo de precesión

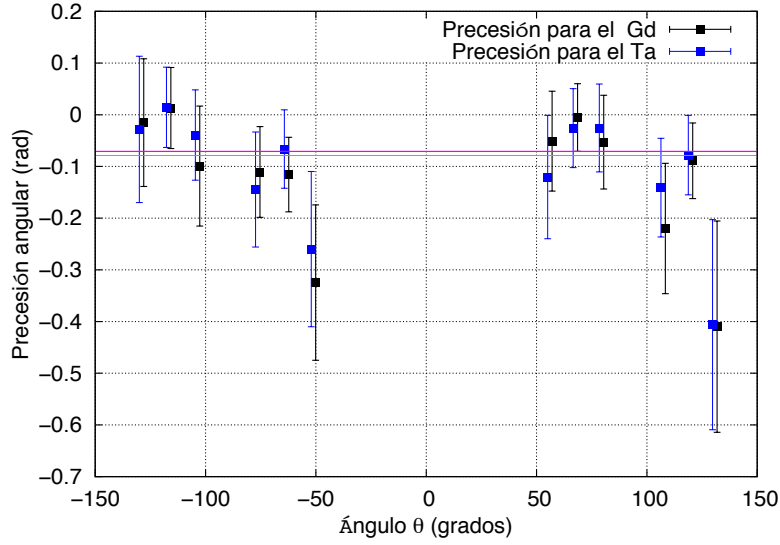


Figura 4.16: Comparación de la precesión angular entre las partículas paradas en la capa del Gd (línea verde), las paradas en el Ta (línea morada) y las medidas anteriormente (línea roja), únicamente a nivel de los cristales.

Como último paso, se ha calculado la media pesada para cada capa, ver tabla 4.9, de la cual se extrae como conclusión, al comparar los nuevos resultados con los medidos previamente, que en este caso no se observa ningún cambio relevante en la precesión angular.

Medio	$\Delta\Phi$
Gadolinio	-79 (27)
Tántalo	-71 (27)
Valor Previo	-71 (20)

Tabla 4.9: Resultado final de las precesiones angulares medidas en distintas capas del blanco y comparadas con la precesión angular anterior, únicamente a nivel de los cristales.

Como resultado de dicha tabla, la 4.9, al comparar estas nuevas precesiones con la ya determinada con anterioridad, se puede inferir que ambas son compatibles dentro del margen de los errores. Es más, volviendo al resultado anterior, el determinado numéricamente al resolver la ecuación (4.16), observamos que llegamos a la misma conclusión, y es que $\Delta\Phi_{SF}$ puede considerarse despreciable y por lo tanto la ecuación (4.15) nos queda de la siguiente forma

$$\Delta\Phi \approx \Delta\Phi_{TF} \quad (4.17)$$

4.5. Cálculo del factor giromagnético

Por último, una vez que ha sido determinada de forma experimental la precesión angular, $\Delta\Phi$, el factor giromagnético puede ser determinado mediante la ecuación (4.18) [LSS⁺05].

$$\Delta\Phi = g \cdot \phi(\tau) = -g \cdot \frac{\mu_N}{\hbar} \cdot \int_{t_{in}}^{t_{out}} B_{TF}(v_{ion}(t)) \cdot e^{-t/\tau} dt \quad (4.18)$$

donde $\phi(\tau)$ es definido como el cálculo de la precesión del campo transitorio por unidad de factor giromagnético, el cual se expresa como

$$\phi(\tau) = -\frac{\mu_N}{\hbar} \cdot \int_{t_{in}}^{t_{out}} B_{TF}(v_{ion}(t)) \cdot e^{-t/\tau} dt \quad (4.19)$$

donde $B_{TF}(v_{ion}(t))$ es la magnitud del campo transitorio dependiente del tiempo, el cual varía con la velocidad del ión que atraviesa el material ferromagnético, τ es la vida media del estado excitado, μ_N es la constante de magnetón nuclear y \hbar es la constante de Planck reducida. Donde la integral está acotada por el tiempo que tarda el ión desde que entra en el blanco hasta llegar al material ferromagnético, t_{in} , y por t_{out} que es el tiempo desde que entra en el blanco hasta que sale del material ferromagnético.

Por lo tanto, caracterizar tanto la velocidad del ión dentro del ferromagnético como el tiempo que pasa el ión dentro del ferromagnético es esencial si se desea calcular $\phi(\tau)$. Es evidente suponer que la velocidad del ión está directamente relacionada con el poder de frenado del material que sufre el ión al atravesarlo.

Por otro lado, como se remarcó en el apartado 2.3, el campo magnético transitorio, B_{TF} , depende del medio ferromagnético, del número atómico del ión que lo atraviesa, Z , y de la velocidad de éste. Dependiendo de la velocidad, el campo magnético transitorio puede ser parametrizado de distintas formas, como se mostraron en las ecuaciones (2.20) a la (2.22), en la sección 2.3.1. Para nuestros propósitos consideraremos la parametrización lineal, que se expresa según la ecuación (4.20).

$$B^{LIN}(t) = a \cdot Z \cdot \frac{v(t)}{v_0} \quad (4.20)$$

donde a es el parámetro de la intensidad del TF , el cual para el gadolinio se considerará igual a 17 T [SKN02], Z es el número atómico del ión y $v(t)$ es la velocidad del ión (en unidades de la velocidad de Bohr, v_0), siendo esta velocidad dependiente del tiempo. En definitiva, si se incluye la atenuación del campo, $B_{TF}(v_{ion}(t))$ se expresa como

$$B_{TF}(v_{ion}(t)) = B^{LIN}(t) \cdot G_{beam} \quad (4.21)$$

donde, G_{beam} es la atenuación del campo transitorio en la aproximación lineal, siendo dicha atenuación función de la energía perdida del ión al atravesar el material ferromagnético,

4.5 Cálculo del factor giromagnético

dE/dx . Por ende, el valor medio de la velocidad y de la pérdida de energía en el medio ha de ser determinada para poder ser deducido el valor de la atenuación a partir de la figura 4.17 [SKN02, LSS⁺05].

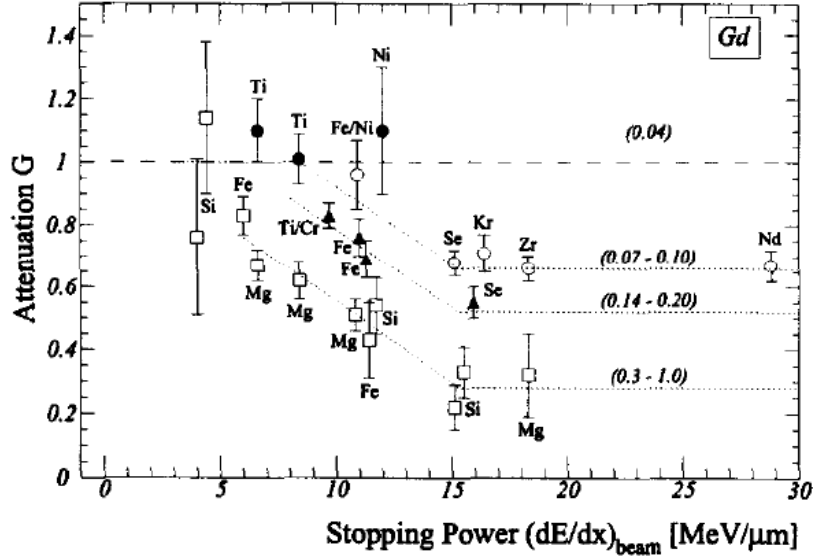


Figura 4.17: La atenuación del campo transitorio, G_{beam} , para varios iones en el gadolinio respecto al poder de frenado de los iones del haz. La línea de puntos representa las diferentes regiones caracterizadas por v/Zv_0 [SKN02].

Considerando las ecuaciones cinemáticas de la reacción, expuestas en el apéndice A, así como el tamaño de las distintas capas de cada blanco, ver tabla 3.1, pueden deducirse tanto la velocidad, como la pérdida de energía y el tiempo de vuelo de cada ión en cada capa, mediante, por ejemplo, las tablas de SRIM [SRI]. Por otra parte, también puede definirse el tiempo eficaz de interacción del campo transitorio sobre el ión, t_{eff} , como

$$t_{eff} = \tau \cdot (e^{-t_{in}/\tau} - e^{-t_{out}/\tau}) \quad (4.22)$$

En nuestro caso en la tabla 4.10 se muestran los valores aproximados considerados para la pérdida de energía y velocidad en promedio en el interior del gadolinio para ambos blancos, además del tiempo eficaz de interacción. Combinando dichos valores con la figura 4.17, se puede deducir el parámetro G_{beam} para cada uno de los blancos. En la misma tabla se muestra el valor de G_{beam} adoptado.

Blanco	$(dE/dx)_{beam}$ [MeV/ μ m]	v [v_0]	v/Zv_0	t_{eff} [ps]	G_{beam}
Grueso	10.5 (10)	2.7 (2)	0.09 (2)	2.37 (10)	0.90 (10)
Fino	12.5 (10)	4.8 (3)	0.16 (2)	0.81 (4)	0.65 (10)

Tabla 4.10: Valores para la obtención de la atenuación G_{beam} para cada blanco.

Finalmente, tomando dichos parámetros y aplicándolos a las ecuaciones desde la (4.19) a la (4.21), es posible determinar el valor de $\phi(\tau)$, mediante integración numérica, para el caso de la parametrización lineal. Volviendo a la ecuación (4.18), el valor del factor giromagnético para la transición $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ del ^{72}Zn es calculado para ambos blancos, siendo mostrados dichos resultados en la tabla 4.11. Por último, el valor promedio del factor giromagnético de ambos blancos para la parametrización lineal será: $\bar{g}_{Lin} = +0.50(11)$.

Blanco	$\Delta\Phi$ [mrad]	$\phi_{Lin}(\tau)$ [mrad]	g_{Lin}	$\phi_{Rut}(\tau)$ [mrad]	g_{Rut}
Grueso	- 69 (16)	- 144 (16)	0.48 (13)	- 130 (17)	0.53 (14)
Fino	- 31 (10)	- 60 (9)	0.52 (18)	- 58 (11)	0.53 (20)

Tabla 4.11: Partiendo de la precesión angular experimental, es posible determinar la precesión angular por unidad de g y con ello, deducir para cada blanco un valor del factor giromagnético para la transición $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ del ^{72}Zn . El cálculo se ha realizado mediante dos parametrizaciones distintas, la lineal y la Rutgers.

Por otro lado, volviendo a las diferentes parametrizaciones existentes vemos que en el caso de núcleos medios, como es el caso del zinc, se puede también considerar la parametrización de Rutgers (4.23), como hicieron *Mücher et al.* al estudiar el ^{70}Zn [MGS⁺09].

$$B^{RUT}(t) = a' \cdot Z^{1.1} \cdot \left(\frac{v}{v_0}\right)^{0.45} \cdot M \quad (4.23)$$

donde a' es el parámetro de la intensidad del TF , el cual para el gadolinio se considerará igual a 96.6(16) [BKK07], M representa la magnetización del material con la temperatura y el resto de parámetros son los mismos que en la ecuación de la $B^{LIN}(t)$ (4.20). El blanco fue construido por el laboratorio de blancos de TU München, Alemania, siguiendo el mismo procedimiento y manufacturación que los blancos usados por *Gürdal et al.* en su experimento, ver artículo [GSB⁺13]. Tomando como referencia dicho artículo, estimaremos para nuestro blanco una magnetización M igual a 0.183(10) T. De nuevo, para la transición de interés del ^{72}Zn se resuelve el cálculo de la integral de la ecuación (4.19) mediante esta parametrización, el resultado se muestra también en la tabla 4.11. Para este caso el valor promedio del factor giromagnético es $\bar{g}_{Rut} = +0.53(11)$.

Blanco	v_{in} [v_0]	v_{out} [v_0]	$\langle v \rangle$ [v_0]
Grueso	8.3 (3)	0.9 (2)	2.7 (2)
Fino	7.6 (3)	2.7 (2)	4.8 (3)

Tabla 4.12: Rango de velocidades del ^{72}Zn , así como su velocidad promedio para cada blanco. Estos valores son necesarios para entender la aplicabilidad de la parametrización de Rutgers.

Por otra parte, y como ya se mencionó en el apartado 2.3.1 del capítulo de la técnica, la validez de aplicar la parametrización de Rutgers depende del rango de velocidades en

4.5 Cálculo del factor giromagnético

que se encuentre el ión, en este caso el ^{72}Zn , a lo largo de la capa ferromagnética. Para ello es interesante inspeccionar el rango de velocidades, para cada blanco, del ión en cuestión, ver tabla 4.12. No olvidemos que según el artículo de *Benczer-Koller et al.* [BKK07] se indica que ésta parametrización en particular es válida si $2 \leq v/v_0 \leq 8$. El caso del blanco gordo es el único que estaría fuera del rango sugerido, aunque, a pesar de eso, al aplicar dicha parametrización el resultado final es casi idéntico al obtenido con la parametrización lineal, como se aprecia en la tabla 4.11.

En conclusión, podemos inferir que el valor \bar{g}_{Rut} es totalmente compatible con el valor obtenido mediante la parametrización lineal, \bar{g}_{Lin} . Y en consecuencia, dicha parametrización, la de Rutgers, es aplicable en el rango de velocidades expuesto. Por último se ha de señalar que, para la discusión de los resultados, vamos a considerar únicamente el caso de la parametrización lineal dado que todos los datos previos conocidos de los isotopos estables del zinc, que ya fueron presentados en la figura 1.11, fueron calculados mediante esta misma parametrización.

Discusión de los resultados

Una vez llegado a este punto, han de ser abordados, con todo lujo de detalles, distintos aspectos intrínsecos al análisis del experimento. Por un lado el resultado propio de la medida de momento magnético, así como su implicación en la estructura nuclear del ^{72}Zn y como encaja dicho resultado en la región $N \sim 40$. Por otro lado, ha de ser discutido en detalle el método empleado para la medición, sus ventajas e inconvenientes, además de las implicaciones que ésta tendrá en futuras mediciones de momentos magnéticos.

5.1. ¿Qué implica el valor de $g(2_1^+)$ obtenido?

Primeramente, adoptaremos como valor final de la medida del factor giromagnético del ^{72}Zn : $g(2_1^+) = + 0.50$ (11). En consecuencia, puede ser emplazado dicho valor respecto a los valores ya conocidos de $g(2_1^+)$ para la cadena de isótopos del Zn, como se muestra en la figura 5.1. Nuestro valor, como se aprecia en esta figura, puede ser comparado con el modelo hidrodinámico o colectivo, que viene expresado por la relación $g_{col} \sim Z/A$. Para el caso del ^{72}Zn dicho valor es $+ 0.42$ y por tanto es compatible, dentro de la barra de errores, con el obtenido en el presente experimento. Además, el valor $g(2_1^+)$ mantiene la tendencia ya impuesta por los isótopos estables de Zn, que ya fueron medidos con anterioridad y revisados por *Moschner et al.* [MSL⁺10].

Por otra parte y para el mismo núcleo, el ^{72}Zn , se obtuvo con anterioridad otro valor del factor giromagnético mediante la técnica de HVTF, en ese caso fue $g(2_1^+) = + 0.18$

(17) [FGS⁺12], siendo este último valor incompatible tanto con g_{col} , como con el valor determinado en este trabajo. Y por consiguiente, dicho factor giromagnético conlleva que se obtuvieran distintas conclusiones sobre la estructura del núcleo en cuestión, las cuales fueron expuestas en el artículo de *Fiori et al.* [FGS⁺12]. En el artículo se justifica que en su caso dicho valor es compatible con un cambio en la estructura del Zn alrededor de la región $N = 40$.

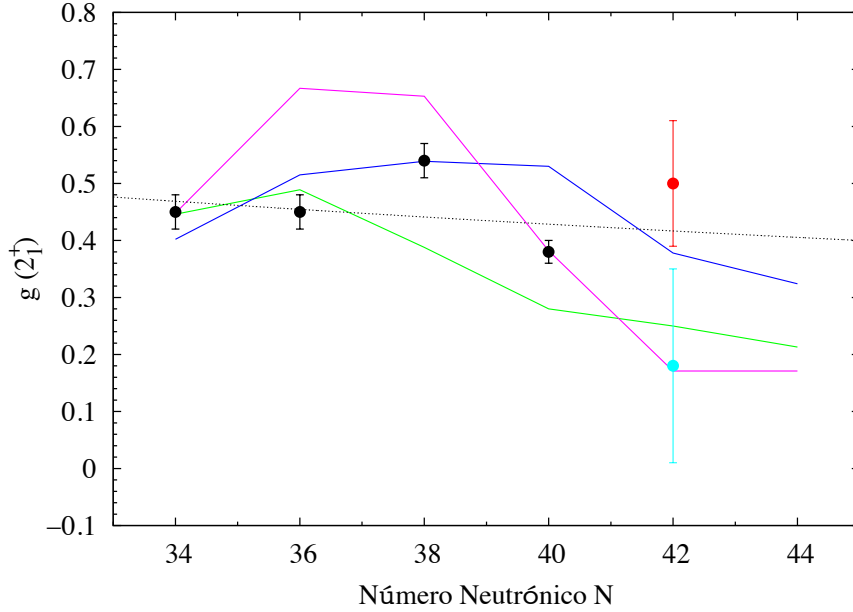


Figura 5.1: Factores giromagnéticos experimentales y teóricos de la cadena del Zn. Los círculos negros representan los resultados previos para los isótopos estables del Zn [MSL⁺10], el círculo azul claro es el resultado para el ^{72}Zn dado por Fiori et al. en [FGS⁺12] y el círculo rojo es el valor presentado en esta tesis. La línea de puntos representa el límite hidrodinámico (Z/A). Por último, las predicciones teóricas vienen representadas por: la línea azul para JUN44 [HOMHJ09] y la púrpura para LNPS [LNPS10].

En contraposición a lo anterior y volviendo a los cálculos teóricos predichos para el factor giromagnético, y que fueron expuestos en el apartado 1.4, se puede estudiar el comportamiento de los valores experimentales ya conocidos además del resultado obtenido en este trabajo respecto a los distintos cálculos teóricos. En este caso, se considerará únicamente las estimaciones de SM ya mencionadas: JUN45 y LNPS. Por ello, si $N = 40$ fuese un buen cierre de capas, cabría esperar una influencia, en el factor giromagnético, del orbital neutrónico $\nu g_{9/2}$ cuando comenzara a llenarse, en consecuencia el momento magnético estaría dominado, únicamente, por las excitaciones de los dos protones del orbital $p_{3/2}$ y por los neutrones del orbital $g_{9/2}$, en nuestra región de interés. Dado que para los neutrones se espera una contribución efectiva negativa al factor giromagnético de $g(g_{9/2}) = -0.24$,

5.1 ¿Qué implica el valor de $g(2_1^+)$ obtenido?

cabría esperar un decrecimiento del factor giromagnético a partir del $N = 40$, alejándose claramente del límite hidrodinámico.

De esta última figura, la 5.1, puede deducirse o concluirse que nuestro resultado es compatible, dentro de los errores, con el límite hidrodinámico, como ya ha sido mencionado con anterioridad, y relativamente próximos a los obtenidos mediante el modelo JUN45 para toda la cadena del Zn. Por otro lado, nuestro resultado es incompatible por los determinados mediante el modelo LNPS. Hay que señalar que para este último modelo, en el caso de los núcleos $^{66,68}\text{Zn}$, la predicciones obtenidas para el factor giromagnético están sobrestimadas respecto a los datos experimentales, el límite hidrodinámico y a los predichos por JUN45. Pero reproduce el resultado obtenido para el $g(2_1^+)$ del ^{72}Zn mediante el método HVTF [FGS⁺12].

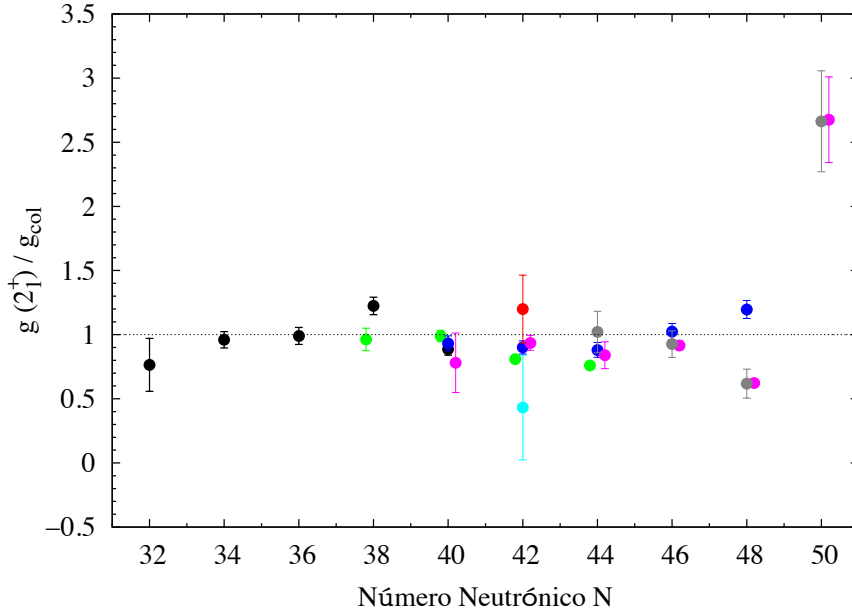


Figura 5.2: Factores giromagnético experimentales normalizados al límite hidrodinámico, $g_{col} \sim Z/A$. Los puntos negros representan al Zn [MSL⁺10], el punto azul claro es el determinado por Fiori et. al [FGS⁺12], el círculo rojo es el resultado para el ^{72}Zn presentado en esta tesis, en verde se muestran los valores del Ge [GSB⁺13], en azul el Se [SBKK⁺98, MBKH⁺01], en rosa el Kr [MSBKT03] y el Sr [MBKH⁺01] en gris. La línea de puntos representa el límite hidrodinámico (Z/A).

Como se expuso en la introducción, si se desea estudiar o comprender lo que sucede en la vecindad del $N = 40$, es imprescindible observar el comportamiento de los diversos núcleos vecinos a lo largo de su cadena neutrónica en dicha región. Primeramente y por sencillez, se representa el factor giromagnético, $g(2_1^+)$, normalizado al límite hidrodinámico,

que denotaremos, g_{col} . Tomando los valores del zinc, germanio, selenio, criptón y estroncio, como se muestra en la figura 5.2, se aprecia como tanto a $N = 40$ como alrededor de dicho valor los resultados experimentales medidos son compatibles con el modelo colectivo. Por otro lado, y como ya se había mencionado con anterioridad, para el ^{72}Zn , existen dos resultados ambos de ellos incompatibles entre si. Pero por la tendencia mostrada por todos los núcleos vecinos y además por los nuevos cálculos teóricos expuestos en la figura 5.1, se puede decir que en principio el ^{72}Zn es un núcleo colectivo.

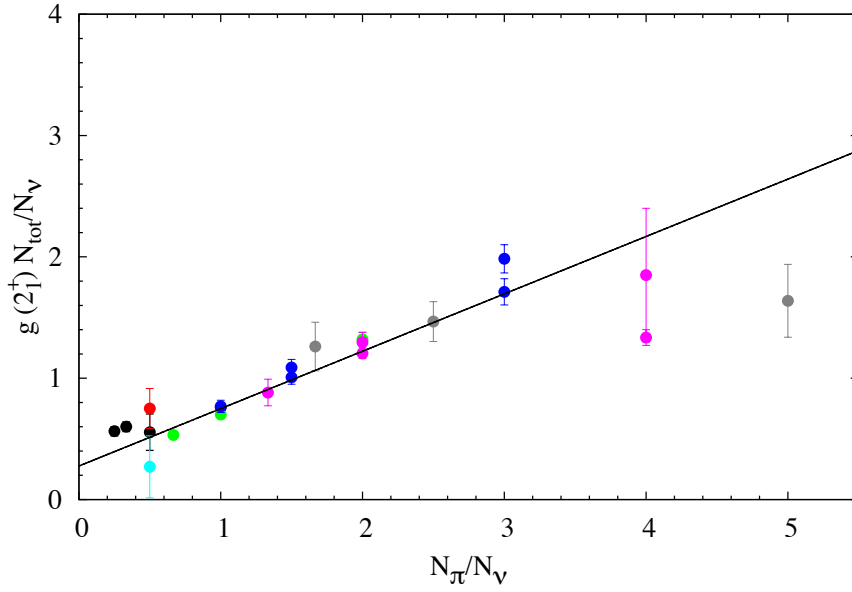


Figura 5.3: Factores giromagnético experimentales pesados por el factor N_{tot}/N_ν respecto a N_π/N_ν . Los puntos negros representan al Zn [MSL⁺10], el círculo azul claro es el resultado para el ^{72}Zn dado por Fiori et al. en [FGS⁺12], el círculo rojo es el resultado para el ^{72}Zn presentado en esta tesis, en verde se muestran los valores del Ge [GSB⁺13], en azul el Se [SBKK⁺98, MBKH⁺01], en rosa el Kr [MSBKT03] y el Sr [MBKH⁺01] en gris. La línea de continua representa el ajuste a la ecuación (5.1).

Por otra parte, volviendo a lo ya expuesto en el apartado 1.2.2 de la introducción sobre la medida de momentos magnéticos en núcleos par-par, concretamente sobre la consideración del modelo IBM-II, puede realizarse una estimación del factor giromagnético para este modelo tomando la ecuación (1.25), que para nuestro caso de interés puede expresarse como

$$g(2_1^+) \frac{N_{tot}}{N_\nu} = g_\pi \frac{N_\pi}{N_\nu} + g_\nu \quad (5.1)$$

donde $N_{tot} = N_\pi + N_\nu$, obteniéndose una expresión lineal y utilizando los valores experimentales expuestos en la figura 5.2 puede determinarse los valores de g_π y g_ν . Además este

5.1 ¿Qué implica el valor de $g(2_1^+)$ obtenido?

cálculo es una mera actualización del ya presentado en varias ocasiones al respecto sobre esta región de interés, ver las referencias [MBKH⁺01, MSBKT03, GSB⁺13], obteniéndose la nueva figura 5.3. Ha de considerarse que para que dicho modelo pueda aplicarse, se han de suponer que $N = 28, 38, 50$ y $Z = 28, 50$ son cierres de capas en el modelo IBA-II. Dichos valores de N y Z son escogidos únicamente con el objetivo de obtener el mejor χ^2 en el ajuste lineal del resultados experimentales como estipula el artículo [MBKH⁺01, GSB⁺13]. Además, para realizar un mejor ajuste de la ecuación (5.1), ha de omitirse los valores correspondientes a $N = 48$, es decir los núcleos: ^{84}Kr y ^{88}Sr . Realizando el ajuste de los valores de los momentos magnéticos se obtienen los siguientes parámetros: $g_\pi = +0.473$ (39) y $g_\nu = +0.277$ (43). Como puede apreciarse en la figura 5.3, el ajuste lineal obtenido mediante el modelo IBM-II está en concordancia para los datos de los isotopos del zinc al selenio, y para casi todos los del criptón y estroncio conocidos. Por lo tanto se demuestra, una vez más, la colectividad existente en la región $N \sim 40$. Sin embargo, existen otros indicadores para poder evaluar la colectividad del núcleo en cuestión y que serán mostrados a continuación.

Como se expuso en la introducción, la medida del momento magnético es muy efectiva si se desea conocer las contribuciones de los nucleones de valencia a la función de onda, siempre y cuando pueda considerarse el modelo de partícula única. Pero además el momento magnético puede compararse con los diversos modelos y así determinar que tipo de estructura posee un núcleo cualquiera. Por otra parte, la colectividad de un núcleo no sólo se manifiesta en el factor giromagnético, sino en otros observables. Para una mejor apreciación y evaluación de la colectividad se realizará un estudio sistemático de diversos valores espectroscópicos y que se expondrán a continuación. El estudio no sólo se hará de la cadena de isotopos del zinc sino que también para la región $Z > 28$.

Continuando con la sistemática expuesta en la introducción, como primer paso se evaluará el comportamiento de la energía del estado excitado 2_1^+ a lo largo de la cadena neutrónica para los núcleos $30 \leq Z \leq 38$. Como puede apreciarse en la figura 5.4, aparecen dos comportamientos distintos en la evolución de la $E(2_1^+)$.

El primer caso, los conforman las líneas del Zn y del Ge que tienen un máximo en $N = 38$. En contraposición, el Kr y el Sr exhiben un mínimo para dicho valor. En el caso de la cadena del Se puede decirse que tiene un comportamiento de transición entre ambos casos. Asimismo, dicha región ilustra de forma muy clara los conceptos de *refuerzo* y *conmutación* expuesto hace varios años [HRM⁺84]. En dicho artículo se expone la importancia del espaciado entre capas a $Z = 38$ y $N = 38$ para grandes deformaciones en el núcleo. En él se enfatizaba sobre la importancia del reforzamiento mutuo entre neutrones y protones cuando ambos están o se aproximan a los cierres de capas con la misma deformación. Sin embargo, cuando N o Z se encuentran alrededor de 40, la forma esférica del núcleo sólo puede observarse para valores de Z igual o muy próximos a 28 o 50, como se muestra en el apartado 1.4. Pero si N y Z se aproximan a 40, por ambas direcciones, los espaciados entre

las capas $Z = N = 38$ están dominados, en ese caso, por grandes deformaciones proladas. Por consiguiente, para el caso del Kr y del Sr se aprecia un dominio de las deformaciones al encontrarse próximos a $Z = N = 38$. En cambio, en el caso del Zn y del Ge, se observa que está dominado por una conformación esférica de las capas neutrónicas entre 38 y 40, al encontrarse en las proximidades de $Z = 28$.

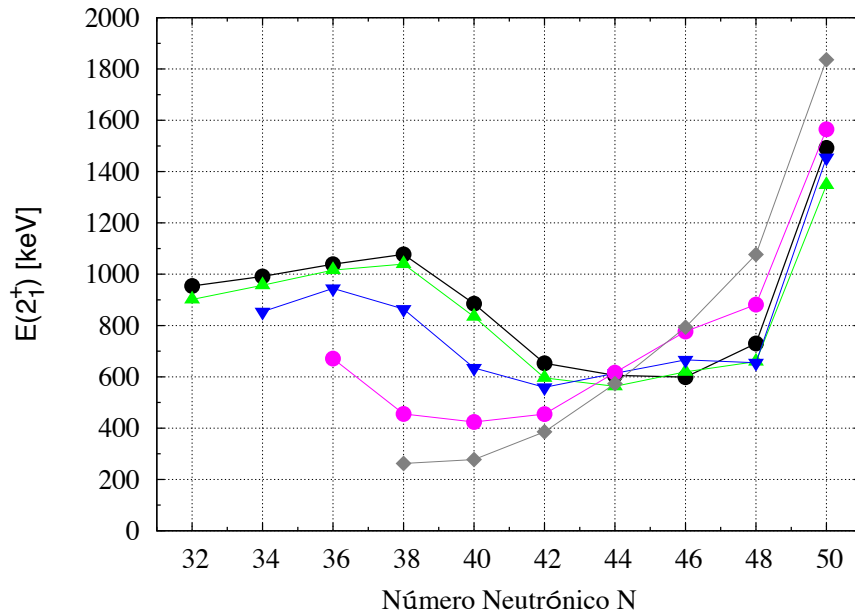


Figura 5.4: Energía del primer estado 2^+ del Zn en negro, en verde los valores del Ge, en azul el Se, en rosa el Kr y el Sr en gris [Nat].

Además de examinar la energía del estado 2_1^+ , uno puede estudiar la evolución de la energía del primer estado $9/2^+$ a lo largo de la cadena neutrónica, únicamente para los núcleos impar-par, es decir, con Z comprendidos entre 31 y 39, como se muestra en la figura 5.5. Nuevamente puede apreciarse que para la cadena del Ga (1 protón más del Zn), As (1 protón más del Ge) y el Br (1 protón más del Se) existe un mínimo de la energía para $N = 42$. De forma análoga dicho mínimo ratifica la existencia de un máximo de colectividad para $N = 42$. La energía del estado $9/2^+$ puede explicarse como la deformación de los orbitales esféricos protónicos $1g_{9/2}$, dando lugar a dos situaciones distintas. Según el modelo de Nilsson, puede tender hacia una deformación prolado u oblado, ver figura 1.3. En el caso prolado, el estado $9/2^+$ deriva en la banda $1/2^+[440]$ y para el lado oblado sería la banda $9/2^+[404]$.

En diversas ocasiones durante la introducción, se ha comentado la importancia de calcular la probabilidad de transición del primer estado excitado 2^+ al fundamental, $B(E2\downarrow)$, así como en el apartado 1.4 se han mostrado, en diversas ocasiones, distintas gráficas que

5.1 ¿Qué implica el valor de $g(2_1^+)$ obtenido?

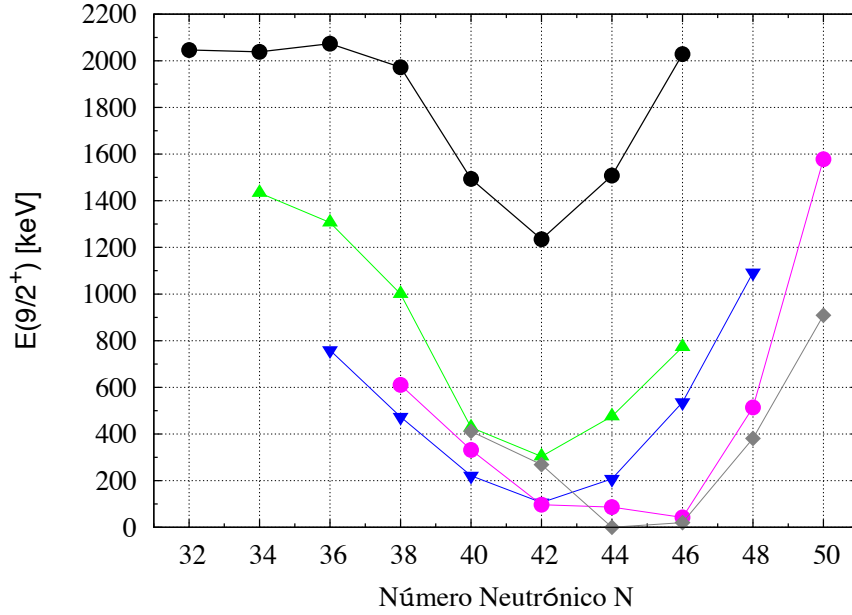


Figura 5.5: Energía del primer estado $9/2^+$ del Ga en negro, en verde el As, en azul el Br, en rosa el Rb y el Y en gris [Nat].

muestran la evolución de la $B(E2\downarrow)$ respecto al número neutrónico. Una vez más, se ha de hacer hincapié en dicho parámetro y observar la evolución de la $B(E2\downarrow)$ para la cadena de isótopos del zinc, germanio, selenio, criptón y estroncio, como se muestra en la figura 5.6(a). De nuevo se aprecia que tanto el zinc como el germanio y el selenio tienen un máximo en $N = 42$, en contraposición, el níquel posee un mínimo en $N = 40$.

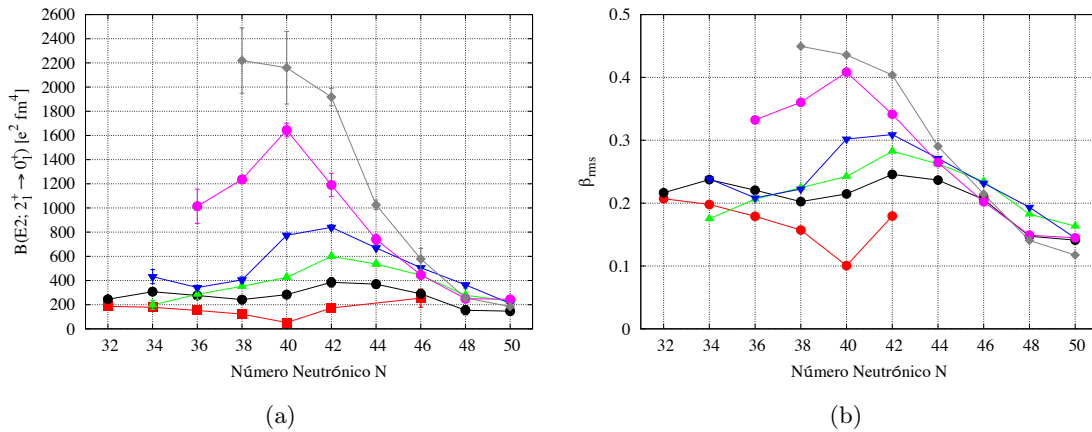


Figura 5.6: Muestra a la izquierda la probabilidad de transición $B(E2\downarrow)$ y a la derecha el parámetro de deformación, β_{rms} , a lo largo del número neutrónico para distintos núcleos con $Z \geq 30$. Para ambas gráficas, los puntos rojos son los del Ni, negro para el Zn, verde para el Ge, azul para el Se, rosa para el Kr y gris para el Sr.

Por otra parte, la caracterización de la $B(E2\downarrow)$ para dichos núcleos permite determinar el parámetro de deformación más probable, que lo denominaremos como β_{rms} y se define como

$$\beta_{rms} \approx \frac{4 \cdot \pi \sqrt{5}}{3 \cdot Z \cdot R_0^2} \sqrt{B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0^+)} \quad (5.2)$$

donde $R_0 = 1.2 \cdot A^{1/3}$ en fm. Dicha ecuación fue expuesta de forma general por *K. Kumar* en su artículo [Kum72], y simplificada en [NSK⁺74]. De forma análoga a la $B(E2\downarrow)$, el parámetro β_{rms} proporciona información sobre la colectividad. Dicho parámetro puede ser interpretado de la siguiente forma: que valores grandes de β_{rms} indican grandes deformaciones en el núcleo o grandes amplitudes de vibración, o también ambas. Es interesante mencionar que únicamente $\beta_{rms} \equiv \beta_2$ en el caso en el cual exista una estructura con deformación axial permanente que genera que toda colectividad observada sea del tipo rotacional. Para el caso que nos ocupa, se ha actualizado los valores ya determinados en [NSK⁺74], como se aprecia en la figura 5.6(b). Nuevamente, se observa un máximo de colectividad para el valor de $N = 42$, en el zinc, germanio y selenio.

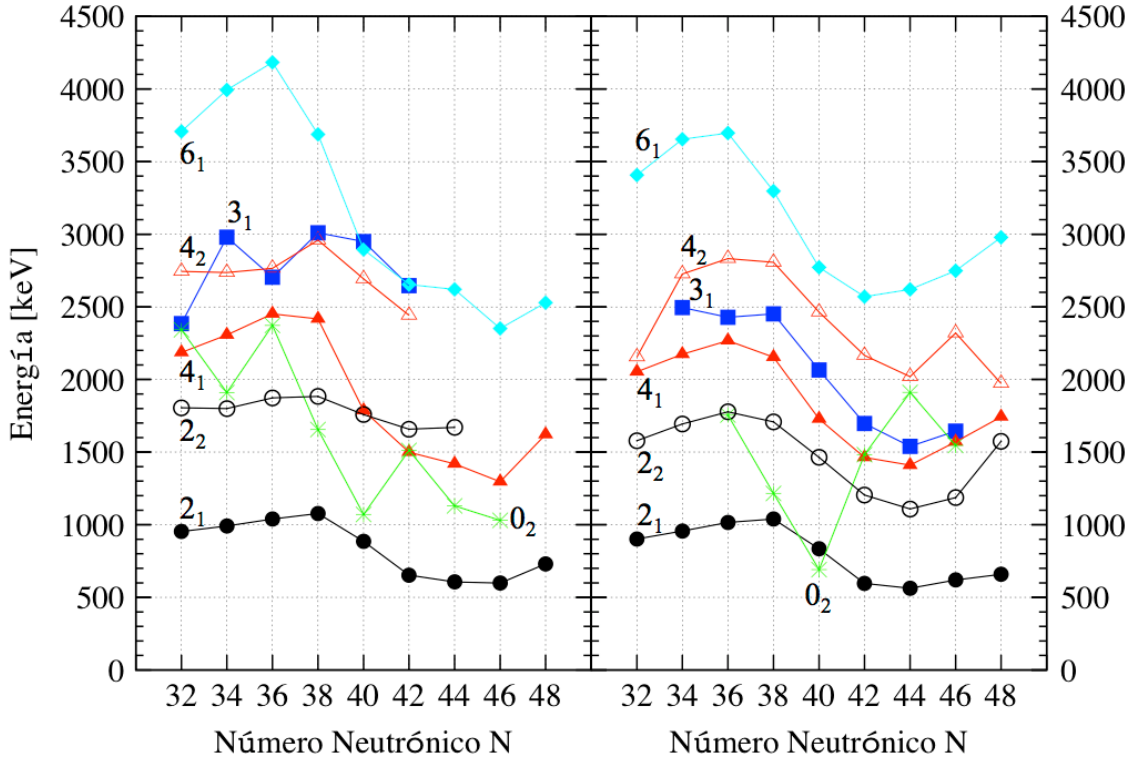


Figura 5.7: Energía de los distintos niveles respecto al número neutrónico tanto para los isotopos de Zn (gráfica de la izquierda) como del Ge (gráfica de la derecha). Los valores para cada estado han sido obtenidos de [NMF⁺12] y sus referencias así como de [Nat].

5.1 ¿Qué implica el valor de $g(2_1^+)$ obtenido?

Hasta el momento, se ha estado exponiendo y justificando que para $N = 42$, se ha observado un máximo en la colectividad, para el Zn y el Ge, principalmente. Pero no se ha especificado que tipo de colectividad posee el ^{72}Zn . Por ello y recurriendo a lo expuesto en la introducción sobre modelos colectivos, ver apartado 1.1.2, en las próximas líneas se pretende dilucidar dicha cuestión.

Por una parte, es imperativo conocer la evolución de la energía de los distintos estados para las cadenas de isótopos que deseamos estudiar, en este caso la del zinc y la del germanio. En principio, como hemos visto anteriormente, el selenio posee similares características al Zn y el Ge, pero también se ha observado que es un elemento de transición entre la estructura exhibida por el Zn y el Ge respecto al Kr y al Sr. En consecuencia, a partir de ahora sólo se tomarán en consideración estos dos elementos, Zn y Ge. Por lo tanto, volviendo nuevamente a los detalles ya expuestos en el apartado 1.1.2 de la introducción y además, si representamos la evolución de los primeros estados ($0_{2,3}^+$, $2_{1,2}^+$, 3_1^+ , $4_{1,2}^+$ y 6_1^+) para ambos elementos respecto al número de neutrones, ver figura 5.7, pueden extraerse diversas conclusiones sobre su evolución.

Como primera aproximación al estudio de los niveles de bajo espín del Zn y el Ge, puede compararse la consecución de los estados 4_1^+ y 6_1^+ en función del 2_1^+ . Dependiendo de la estructura de cada núcleo puede inferirse, aproximadamente, el modelo colectivo más apropiado el cual los describe. Por ejemplo, para el caso que nos ocupa, el ^{72}Zn , *a priori*, se le puede aplicar tres modelos distintos. El modelo del rotor simétrico (o SU(3) en la representación IBM) [Cas00], el modelo del vibrador esférico (o U(5) en la representación IBM) [Ell85] y γ -inestable (o modelo de Wilets-Jean o el O(6) en la representación IBM) [WJ56]. Para cada uno de los casos ha de cumplirse una de las siguientes relaciones

$$1 : E(4_1^+)/E(2_1^+) : E(6_1^+)/E(2_1^+) = \begin{cases} 1 : 2 : 3 & \text{para vibrador esférico} \\ 1 : 2.5 : 4.5 & \text{para } \gamma\text{-inestable} \\ 1 : 3.33 : 7 & \text{para Rotor simétrico} \end{cases}$$

siendo esta una forma de estimación bastante ruda e incompleta pero que nos muestra que para el caso del ^{72}Zn se aproxima a una colectividad tipo γ -inestable. Existen otras relaciones que son complementarias y que proporcionan una mejor visión del modelo más adecuado para cada caso. Por lo tanto se considerarán las siguientes cantidades R_{42} , R_{22} y $S(432)$ las cuales son definidas según las ecuaciones (5.3) a (5.5) [ZC91, Cas00, VAB⁺09]. Estas cantidades nos otorgan una idea cuantitativa de la evolución de la estructura tanto del Zn como del Ge a lo largo de su cadena isotópica. Por otra parte, dichos parámetros pueden ser comparados con los valores que predicen cada uno de los modelos anteriormente expuestos y además también puede ser considerado el modelo del rotor asimétrico (o modelo de Davydov-Filippov), el cual el potencial depende directamente del valor del parámetro γ [DF58].

$$R_{42} = \frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)} \quad (5.3)$$

$$R_{22} = \frac{E(2_2^+)}{E(2_1^+)} \quad (5.4)$$

$$S(432) = \frac{[E(4_\gamma^+) - E(3_\gamma^+)] - [E(3_\gamma^+) - E(2_\gamma^+)]}{E(2_1^+)} \quad (5.5)$$

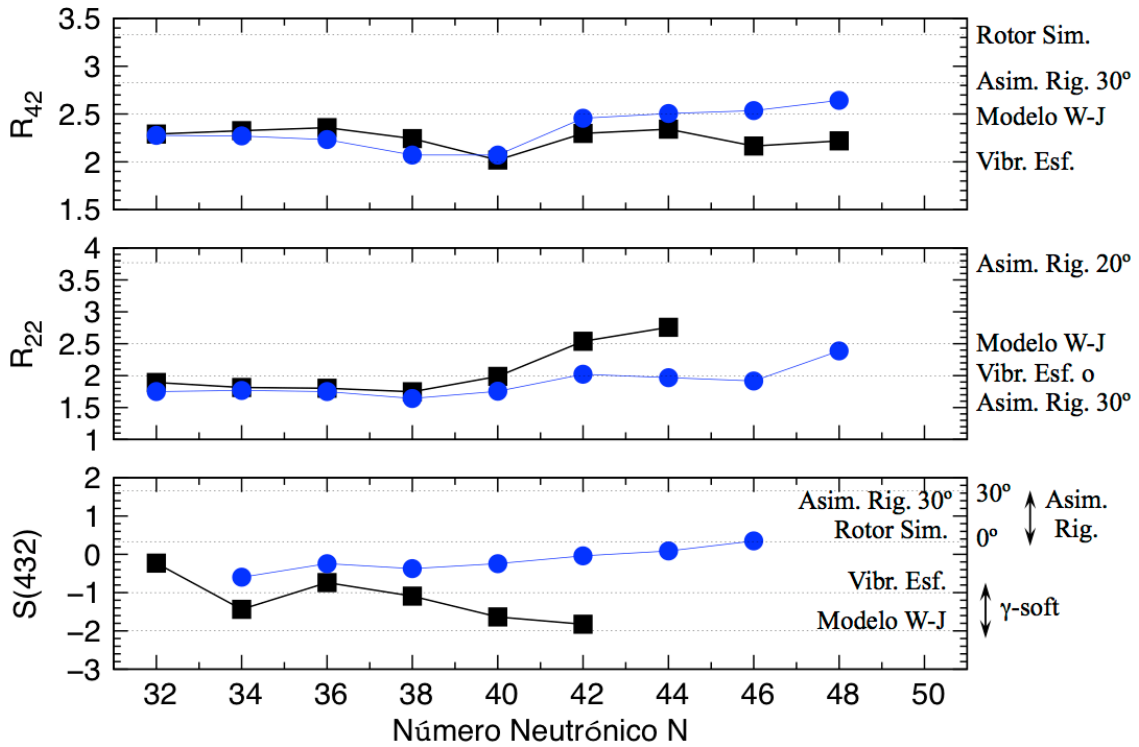


Figura 5.8: Determinación de los factores R_{42} , R_{22} y $S(432)$ en función del número neutrónico para el Zn (en negro) y el Ge (en azul). Cada uno de estos valores has sido determinados aplicando los valores de la figura 5.7 a las ecuaciones (5.3) a la (5.5).

Para cada modelo, evidentemente, le corresponderá unos valores de referencia. En el caso del parámetro R_{42} , se sabe que está acotado por el rotor simétrico con un valor de 3.33 y el vibrador esférico, en este caso igual a 2. Como valores intermedios se encuentran el modelo de Wilets-Jean a 2.5 y el modelo del rotor asimétrico con un valor de 2.83 para un $\gamma = 30^\circ$. Para el parámetro R_{22} se pueden dar los siguientes casos: El modelo del vibrador esférico da un valor de 2 y el modelo de Wilets-Jean de 2.5. Pero por ejemplo, el modelo del rotor asimétrico estima un valor de 3.77 para un $\gamma = 20^\circ$ y 2 para un $\gamma = 30^\circ$. Finalmente, para la signatura $S(432)$ el rotor simétrico estima un valor de 0.33 y el vibrador esférico

de -1. Y por último el modelo de Wilets-Jean propone un valor de -2 y el modelo del rotor asimétrico un valor de 1.67 para un $\gamma = 30^\circ$. El resultado del cálculo de dichos parámetros puede verse en la figura 5.8, pudiendo extraerse las siguientes conclusiones: Para el isótopo de zinc con $N = 40$ se aprecia, claramente, que tanto los valores R_{42} y R_{22} tienden al modelo del vibrador esférico, para $S(432)$ no es tan claro. Pero para el caso del $N = 42$, se observa claramente que en los tres casos se aproximan al modelo de Wilets-Jean.

Finalmente, puede concluirse que en el caso del zinc existe para $N = 42$ una clara colectividad dominada por la γ -inestable o modelo de Wilets-Jean. Es interesante mencionar que dicha colectividad persiste en principio también para $N = 44$. Unido esto último a lo ya observado tanto en el factor giromagnético como en la $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ y la β_{rms} , puede decirse que el ^{72}Zn es un núcleo colectivo.

5.2. Sobre la técnica empleada

Cómo hemos comentado con anterioridad en el apartado 1.3, existen diversas técnicas para la determinación de momentos magnéticos con haces radiactivos. En este caso, se ha realizado una comparación entre dos de las técnicas expuestas, LVTF y HVTF. Curiosamente ambas técnicas están basadas en la utilización de campos transitorios. Como puede apreciarse en la figura 5.1, para un mismo núcleo, el factor giromagnético obtenido en ambos casos es distinto e incompatible dentro de los errores, habiéndose empleado distintas técnicas. Como hemos argumentado en el apartado anterior, el valor obtenido en nuestro caso es consistente con la estructura y comportamiento que hasta ahora se conoce sobre el mismo núcleo mediante otros experimentos, así como los valores predichos teóricamente y que han sido expuestos en la figura 5.1.

Por otro lado, han de considerarse ciertos aspectos observados sobre la técnica empleada, LVTF, a lo largo tanto del experimento como en la realización del análisis. Primero y fundamentalmente hay que mencionar la importancia de la elección de un buen blanco. A lo largo del capítulo 4, se ha realizado un análisis en paralelo para ambos blancos, con sus peculiaridades, pudiendo extraerse las primeras conclusiones.

Si se considera el ángulo de precesión, $\Delta\Phi$, obtenido para cada blanco, se aprecia que en el caso del blanco fino, $\Delta\Phi = -31(10)$ mrad, dicho valor es menor, casi la mitad, respecto al blanco gordo, $\Delta\Phi = -69(19)$ mrad. Este hecho es consecuencia de poseer una capa más delgada de gadolinio y por lo tanto el ión, al atravesar dicha capa, experimenta un menor efecto que en el caso del blanco gordo. Este efecto es evidente al calcular la integral del ángulo de precesión por unidad de factor g , $\phi(\tau)$, obteniéndose un valor de $-60(9)$ mrad y $-144(16)$ mrad para el blanco fino y el gordo, respectivamente. Pero esa variación de tamaño conlleva que por un lado, en el caso del blanco fino la emisión de la desexcitación del γ sea en el vacío y por lo tanto sufra un efecto llamado desorientación en el vacío (*deorientation*

in vacuum) produciendo una reducción de la anisotropía de la correlación angular, como se aprecia al comparar las figuras 4.9(a) y 4.9(b). Dicho efecto es la base del método RIV mencionado en el apartado 1.3.1 y que es descrito con sumo detalle en [SS07]. A demás, también está afectado por el efecto Doppler, dado que se produce la emisión de radiación γ en vuelo.

Por otra parte, al aumentar el espesor del blanco se incrementa la dispersión del haz al atravesarlo. Este punto es crucial al emplear haces radiactivos, dado que nos obliga a tener muy en cuenta en qué región son implantados los iones radiactivos tras impactar en el blanco, y que posteriormente decaerán, emitiendo radiación γ , como ya se mencionó en el apartado 3.3.5. Estos inconvenientes están parcialmente compensados durante el experimento, en parte, por el simple hecho de que al utilizar el blanco grueso la intensidad del haz tuvo que ser limitada con el fin de mantener controlada la activación en el interior la cámara y así mantener controlada, en un nivel aceptable, la cantidad de radiación de fondo que es registrada en los detectores de germanio. Aunque esto sólo es posible para los núcleos con un periodo de semidesintegración del orden de horas, si fuese más corto la actividad sería mucho más relevante y en consecuencia sería más factible el uso de un blanco más fino.

Por lo tanto, puede concluirse, que pese a la pérdida de anisotropía al emplear blancos más finos, el resultado final en la determinación del factor giromagnético, es totalmente compatible con un valor determinado mediante un blanco más gordo, como puede verse en la tabla 4.11. Por ende, si se desea realizar futuras mediciones de momentos magnéticos de núcleos con vidas medias del orden horas o minutos mediante esta técnica, es imperativo el uso de blancos lo suficientemente finos como para generar un efecto apreciable sin comprometer de forma dramática la dispersión del haz, evitando la implantación de los iones dispersados en zonas próximas a los detectores de germanio. Este último aspecto ha de ser combinado con una cámara de reacción, la cual disponga de un tubo de salida lo suficientemente amplio como para que el haz dispersado se aleje lo más posible de la zona del blanco. Como se mostró en el apartado 3.3, la cámara que se diseñó cumple dichos requisitos. Además no hay que olvidar que la intensidad del haz juega un papel crucial, tanto en la medición como en el fondo de radiación generado. Por otro lado, muchas veces es indispensable añadir piezas de plomo que cubran tanto el tubo como que se interpongan entre la zona de implantación del haz y los detectores de Germanio, para suprimir lo máximo posible la radiación γ de fondo. Mediante simulaciones con Geant4, se ha demostrado que se puede llegar a suprimir casi el 80 % de la radiación de fondo haciendo más viable, si cabe, dicha técnica.

Conclusiones

Tras la realización y posterior análisis del experimento, que fue llevado a cabo en la instalación ISOLDE del CERN, se puede concluir lo siguiente: primero, se ha podido medir con éxito el momento magnético del primer estado excitado 2^+ de uno de los múltiples isótopos radiactivos del zinc, en concreto del ^{72}Zn , mediante la técnica de campos transitorios vía excitación Coulombiana en cinemática inversa. Este experimento es el tercero realizado con éxito mediante esta técnica en una instalación ISOL con haces radiactivos. Por otra parte, para la realización de la medición, ha sido indispensable el diseño y la construcción de una nueva cámara de reacción, la cual debía de cumplir ciertos requisitos básicos impuestos tanto por la técnica empleada como por el simple hecho de utilizar haces radiactivos. Se comprobó la eficiencia del diseño y, a pesar que todo puede ser mejorado, con la realización de esta medida se ha verificado que dicha cámara puede ser empleada en futuras medidas de momentos magnéticos.

En lo concerniente al experimento, a lo largo de estas páginas se ha presentado el análisis de éste, siguiendo en la medida de lo posible una gran rigurosidad en su tratamiento en cada paso dado y a su vez, realizando diversas verificaciones con el objetivo de afianzar las aproximaciones, hipótesis y resultados obtenidos a lo largo de estas páginas. El resultado del $g(2_1^+)$ para el ^{72}Zn ha sido determinado y comparado con distintos modelos teóricos como el modelo colectivo, g_{col} , el modelo IBM-II, JUN45 y LNPS, concluyéndose que dicho valor, $+0.50$ (11), corresponde a un comportamiento colectivo del núcleo en cuestión, como se muestra en el apartado 5.1 del capítulo de la discusión. Para otorgar más consistencia al resultado, se ha comprobado si se aprecia el mismo comportamiento colectivo en dicho

núcleo para otros observables. Para ello se ha estudiado la evolución de la $E(2_1^+)$, $B(E2\downarrow)$, β_{rms} , R_{42} , R_{22} y $S(432)$, llegándose a la siguiente conclusión: que en el caso del zinc existe para $N = 42$ una clara colectividad dominada por la γ -inestable o modelo de Wilets-Jean y que dicha colectividad persiste en $N = 44$.

Además, otra parte esencial para la realización del experimento fue la utilización de la nueva cámara de reacción. Con ella se pretendió estudiar la viabilidad de la técnica de campos transitorios al emplear haces radiactivos a bajas velocidades. Por ello, y como ya se expuso en el apartado 3.3 del capítulo del método experimental, dicha cámara debe de cumplir ciertos requisitos técnicos. A su vez, se ha mostrado la gran influencia que tiene el tamaño del blanco en la dispersión del haz y por lo tanto de la implantación de iones radiactivos en las proximidades de los detectores de germanio. Aunque, por otra parte no olvidemos que el tamaño del blanco, y por lo tanto el tamaño de la capa ferromagnética, esta directamente ligada al efecto observado. Por ello, es fundamental obtener un balance entre espesor y cono de dispersión. Respecto a la implantación de iones hay que tener en cuenta que está directamente ligada al aumento del fondo de radiación γ , y hay que considerar que si no es controlado puede generar un problema de tiempo muerto en la electrónica. Gracias a la colocación de láminas de plomo en las zonas más críticas se pudo controlar la radiación emitida por el decaimiento de los núcleos implantados en las proximidades de los detectores de germanio. Dicho punto es crucial para la realización de este tipo de experimentos.

En el experimento, como ya ha sido mencionado en diversas ocasiones, se utilizaron dos blancos de distintos espesores, uno que fue denominado como blanco fino y otro como blanco gordo, los cuales, en comparación con los blancos “clásicos” estos no poseen una última capa, normalmente de cobre, donde son implantados los núcleos del haz tras sufrir una precesión. Se ha comprobado, que a pesar de disponer de un blanco lo suficientemente estrecho en su capa ferromagnética como para reducir suficientemente la dispersión del haz, la precesión que experimenta el núcleo es perfectamente medible, independientemente de si dicho núcleo es detenido en el interior del blanco o es despedido del mismo antes de la emisión de la desexcitación del γ del estado de interés, como se discutió en el apartado 5.2 del capítulo anterior. Asimismo, se obtuvo, para ambos blancos, un valor del factor giromagnético totalmente compatible, ver tabla 4.11, ratificando la validez de utilizar este tipo de blancos en la medida de momentos magnéticos mediante la técnica de campos transitorios al emplear haces radiactivos a bajas velocidades.

Por ello, el disponer de una cámara de reacción como la mostrada en el apartado 3.3, y tras un estudio detallado sobre la dispersión e implantación del haz dispersado, además de un amplio estudio sobre la cinemática para la elección de la disposición de los elementos de detección como los mostrados en los apartados 3.3.5 y 3.4, respectivamente, puede concluirse que, en principio, esta medida puede ser extendida a otros núcleos más exóticos de la tabla de nucleidos.

English Summary

The aim of this work is to understand, a little bit more, the neutron-rich region close to nickel. As it is well known, the nickel isotope chain, with a proton number $Z = 28$, is constituted by three double magic numbers: ^{48}Ni , ^{56}Ni and ^{78}Ni . In particular, this thesis focuses on the region near $N = 40$. The neutron-proton interaction is responsible for changes in the single-particle energies which subsequently modify the sizes of the shell and sub-shell gaps. Therefore, the neutron-rich region around ^{68}Ni is the object of considerable study and discussion by the scientific community, centring on the possibility of a sub-shell closure at $N = 40$, motivated by experimental evidence of different spectroscopy factors. Some of the most relevant and new researches about this nuclei can be found in the following references [SLD⁺02, LTN⁺03, LNPS10, RLL⁺12, BGJ⁺12]. As an example of those experimental evidence, the study of the 2_1^+ energies and $B(E2:2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (referred as $B(E2\downarrow)$ in the following) values throughout the chain of Ni isotopes (see Figure 1.10) suggest a possible sub-shell closure at $N = 40$.

However, the addition of two protons to the nickel give the Zn isotopes, with $Z = 30$, seems to be already sufficient to destroy this spherical $N = 40$ gap. One such example is given by the increasing $B(E2\downarrow)$ strength when going from ^{68}Zn to ^{70}Zn . Indeed a $B(E2\downarrow)$ maximum is observed for ^{72}Zn [NMF⁺12, LOG⁺13]. Therefore, studying nuclear structure along the Zn chain provides information about the influence of $N = 40$ in the vicinity of $Z = 28$, i.e. where a few valence particles can be expected to have largest contributions.

Nuclear magnetic moments are very sensitive probes of the contributions of the valence protons and/or neutrons to the wave function of the state of interest, especially in the vicinity of shell closures. For many years, the nuclear magnetic moments measurements of first 2^+ excited in even-even nuclei were limited to the stable isotopes. The new radioactive-beam facilities give unprecedented opportunities to research the exotics regions. The present work is centred on the measurement of the magnetic moment of the first excited 2^+ state in ^{72}Zn which is characterized by a lifetime in the order of ps.

In principle, three different techniques are available to measure magnetic moments of short-lived excited states: Recoil In Vacuum (RIV), Low Velocity Transient Field (LVTF) and High Velocity Transient Field (HVTF). So far only few experiments have been performed employing these techniques in conjunction with radioactive ion beams and it is therefore important to study their advantages and disadvantages for different cases [KCBK⁺04, DSM⁺06, SDM⁺06, SSD⁺05, BKKG⁺08, KBKT⁺12]. Here we have chosen the LVTF technique in combination with Coulomb excitation in inverse kinematics. This technique has been successfully applied in a large number of stable ion beam experiments in the past [SKN02]. However, due to the inherent use of very thick targets, severe problems due to the accumulation of activity in the target region are expected when applied to short-lived radioactive beams. Therefore so far this technique has only been applied twice to radioactive beams, namely ^{132}Te and ^{126}Sn with relatively long half-lives of 76.3 h and $2.3 \cdot 10^5$ y, respectively [BKKG⁺08, KBKT⁺12]. For the present experiment a new reaction chamber has been constructed in order to minimize as much as possible the deposition of radioactive ions in the field of vision of the Ge detectors and thus investigate the feasibility of LVTF experiments for more exotic isotopes. The 2_1^+ g-factor in ^{72}Zn was also chosen because it has been measured before using the HVTF method at GANIL [FGS⁺12] allowing for a direct comparison between these two techniques.

7.1. G-Factor technique

7.1.1. Coulomb excitation

The excitation of low-lying states of the isotopes of interest can be produced in many ways, one of which is the Coulomb excitation technique. Coulomb excitation can be defined as the excitation of low-lying collective states, which are induced by an electric quadrupole field via an electromagnetic interaction between a beam nucleus (or projectile) and a target nucleus. Furthermore, if Coulomb excitation occurs when the energy of the projectile, E_B , is below the Coulomb barrier, E_{CB} , nuclear interactions can be neglected and the process is called “safe” COULEX. A scheme of how Coulomb excitation scattering is produced is shown in the figure 2.1.

Coulomb excitation offers various advantages as an excitation mechanism; its large cross-sections leads to large yields of collected data, this reaction mechanism also introduces a large spin alignment, leading to large observable anisotropies in the emitted gamma radiation [ABH56].

The Coulomb excitation technique has been used by many decades. Essentially, two different types of kinematics are performed for this technique, standard and inverse kinematics.

For radioactive ion beams, the inverse kinematics scheme is the only available, inasmuch as to produce and manage targets made of exotic nuclei is not feasible. Another problem to be considered is the straggling of the beam. These phenomena are the cornerstone in the magnetic moments measurements via this technique. Therefore, using the Coulomb excitation in inverse kinematics for radioactive ion beams is the most convenient technique. A formal development of the inverse kinematic equations are shown with more depth in the appendix A. In this appendix, the angles and energies for both target and projectile particle are determined for the two reference systems: Laboratory and Centre of Mass.

7.1.2. Perturbed Angular correlation

Considering a nucleus with a magnetic moment, μ , which traverses a region with an external magnetic field, B , the spin of the nucleus experiences a torque due to the magnetic moment, inducing a precession in the nucleus. The precession frequency is called the Larmor Frequency, ω_L , and described in the following equation [EV89]:

$$\omega_L = -g \frac{\mu_N}{\hbar} B \quad (7.1)$$

where μ_N is the nuclear magneton and g is the gyromagnetic ratio. For the study of an excited state with a lifetime, τ , the effect of this torque produces a shift in the measured γ -ray angular distribution by an angle Φ , see equation (7.2).

$$\Phi = \omega_L \cdot \tau = -g \cdot \tau \frac{\mu_N}{\hbar} B \quad (7.2)$$

The strength of the magnetic field, B required to produce a measurable precession, Φ depends on the lifetime, τ for the state of interest. The value of $(B \cdot \tau)$ deduced from the equation (7.2) necessary to observe a precession of 100 mrad per unit of g-factor is approximately $2 \cdot 10^{-9} \text{ T} \cdot \text{s}$. In the case of lifetimes $\approx \mu\text{s}$ the external magnetic field should be of the order of mT. On the other hand, if the lifetime is of the order of a ns, a external magnetic field of the order of Teslas is required. A large magnetic field using static hyperfine fields can not be produced. For this reason transient magnetic fields need to be exploited to produce magnetic field enough to get a measurable precession. This technique will be explained in more detail in the section 7.1.3.

The emission of γ -rays of an excited states is characterized by specific patterns, which depend on the multipole order of the radiation, defined as angular distributions. If the γ emission is combined with the associated particle which produce the emission in the reaction, the effect produced is the angular correlation. Therefore for our case of interest, the angular correlation of the $E2$ transition can be expressed as

$$W(\theta_\gamma) = 1 + A_2^{Exp} \cdot P_2(\cos(\theta_\gamma)) + A_4^{Exp} \cdot P_4(\cos(\theta_\gamma)) \quad (7.3)$$

Based on the experimental angular correlation (7.3), the logarithmic slope, $S(\theta_\gamma)$ can also deduced

$$S(\theta) = \frac{1}{W(\theta)} \frac{dW(\theta)}{d\theta} \quad (7.4)$$

7.1.2.1. Precession Angle

The precession angle, $\Delta\Phi$ can be expressed as the relationship between the logarithmic slope, $S(\theta_\gamma)$, and the effect, ϵ , as it is shown in (7.5).

$$\Delta\Phi = \frac{\epsilon}{S(\theta)} \quad (7.5)$$

Moreover, the effect is obtained from the ratio, ρ , as shown in the equation (7.6). The ratio can be defined, in general, as the relationship between the intensity ratio for the different magnetic field positions, “Up” and “Down”, detected at an angle θ and its mirror angle with respect to the beam line. In the analysis two type of ratio definitions will be used. They correspond to equations 7.7a and 7.7b.

$$\epsilon = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \quad (7.6)$$

$$\rho_S = \frac{N(\theta \uparrow)}{N(\theta \downarrow)} \cdot F_{Statistic} \quad (7.7a)$$

$$\rho_D = \sqrt{\frac{N(+\theta \uparrow) \cdot N(-\theta \downarrow)}{N(+\theta \downarrow) \cdot N(-\theta \uparrow)}} \quad (7.7b)$$

where, $N(\theta \uparrow)$ is the number of counts measured in at θ angle for field direction up corrected by the efficiency of this element of detection, $(+\theta)$ and $(-\theta)$ are the symmetric elements of detection respect to the beam line, and $F_{Statistic}$ is a correction statistic factor between number of particles with field direction “Up” and “Down”, see in the table 4.1. The double ratio is independent of the detectors efficiencies and the measuring time for each field direction.

7.1 *G-Factor technique*

The precession angle, $\Delta\Phi$ can be expressed as a combination of different contributions, as shown in the follow equation

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{SF} + \Delta\Phi_{TF} + \Delta\Phi_{Feeding} \quad (7.8)$$

where $\Delta\Phi_{SF}$ is the precession angle due to the static field, which acts on the nucleus only if it is stopped in the ferromagnetic layer and it decay there, $\Delta\Phi_{TF}$ is the precession due to the transient magnetic field effect and $\Delta\Phi_{Feeding}$ is the precession angle accumulated in states when experience a feeding from higher states [RSA95]. The definition of these terms will be discussed in more detail in section 7.3.

Finally, the g factor of state of interest can be determined by the experimental precession angle $\Delta\Phi$ [SKN02], as given by (7.9):

$$\Delta\Phi = -g \cdot \frac{\mu_N}{\hbar} \cdot \int_{t_{in}}^{t_{out}} B_{TF}(v_{ion}(t)) \cdot e^{-t/\tau} dt \quad (7.9)$$

7.1.3. Transient Field technique

The use of the transient magnetic field technique is required when the lifetime of the excited state of interest is of the order of picoseconds. A large magnetic field (of the order of 1 kT) has to be produced to obtain a measurable precession, see equation (7.2).

Transient magnetic field can be defined as the field produced when the ions traverse a ferromagnetic material, which is magnetized by an external magnetic field and a strong internal hyperfine magnetic field is induced. The transient field depends directly on the atomic number of the ion, Z and its velocity v , being the magnitude of the field of the order of kT to MT. Transient fields arise from a spin exchange with the magnetized electrons of the ferromagnet, which causes a polarization of the spins of the unpaired electrons of the s shells of the moving ion. The orientation of the transient field is aligned parallel to the external magnetic field. In general, the transient field can be parameterized as:

$$B_{TF} = \sum_n p_{ns}(v, Z, host) \cdot q_{ns}(v, Z) \cdot B_{ns}(Z) \quad (7.10)$$

where q_{ns} and p_{ns} are the ion fraction with ns electrons and their degree of polarization, respectively, and B_{ns} is the Fermi contact field of the ion [SKN02].

The evaluation of the transient magnetic field can not be determined accurately except the simple case of H-like ions. However, some kind of special cases were studied only for a few ions [GKK⁺78, AWH⁺82].

7.1.3.1. Transient field parametrizations

In the absence of an analytical solution of equation (7.10), obtain the relevant parameters which describe the transient field in a general case, other mechanisms have to be used to predict its properties and magnitude. Different empirical parametrizations have been proposed to measure g-factors using transient magnetic fields. The most common ones will be described in the follow lines.

$$\text{Linear parametrization [EHZ}^+77]: B^{LIN} = a \cdot Z \cdot \frac{v}{v_0} \quad (7.11)$$

$$\text{Rutgers parametrization [SMB}^+80]: B^{RUT} = a' \cdot Z^{1.1} \cdot \left(\frac{v}{v_0}\right)^{0.45} \cdot M \quad (7.12)$$

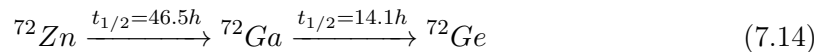
$$\text{Chalk-River parametrization [AWH}^+82]: B^{CR} = a'' \cdot Z \cdot \frac{v}{v_0} \cdot e^{-\beta \cdot v/v_0} \quad (7.13)$$

All these parametrizations imply essentially the same dependence, all of them can be described with some parameters: a , a' and a'' which represent the polarization of the ferromagnetic host, v_0 is the Bohr velocity, v is the ions velocity inside the ferromagnetic and Z is the atomic number of the ion. The main difference between these parametrizations is the dependence with the velocity. Moreover, the Rutgers parametrization also includes a magnetization term M , which describes the direct dependence of the magnetization with the temperature in each host. For the most commonly used hosts, the M value is 174.0 mT for iron and 206.0 mT for gadolinium [AM76].

7.1.4. G-Factor measure with Radioactive Ion Beams

In magnetic moment measurements with exotics beams it is important to take into account other considerations in respect to the stable beam. As it was mentioned before, for a successful result the γ background, which is produced by the β -decay of ^{72}Zn , needs to be kept as small as possible. On this way, in contrast to the stable beams, the straggling produced by the target has to be studied in the case of the radioactive beams, being the radiation deposited along the experiment a handicap for this type of measure.

As first step, an initial decay study of our nuclei of interest, ^{72}Zn , is necessary to understand the evolution of the radiation during the experiment. The chain starts with the ^{72}Zn and finises with the stable ^{72}Ge [Nat], i.e. 7.14.



Using the *Bateman equations* to evaluate the activity produced during the experiment, a theoretical estimation can be made by taking into account the production and decay of

the radioactivity [Kra88]. The activity of each nucleus is given by

$$\begin{aligned} A_{Zn} &= R \cdot (1 - e^{-\lambda_{Zn} \cdot t}) \\ A_{Ga} &= R \cdot \left(\frac{\lambda_{Zn}}{(\lambda_{Ga} - \lambda_{Zn})} \cdot e^{-\lambda_{Ga} \cdot t} + \frac{\lambda_{Zn}}{(\lambda_{Zn} - \lambda_{Ga})} \cdot e^{-\lambda_{Zn} \cdot t} + 1 \right) \end{aligned} \quad (7.15)$$

where R is the rate production of the beam and $A_i(t)$ is the activity expressed as a function of the time. Since the aim is to evaluate the number of γ 's which are detected in each γ detectors, the activity has to be multiplied by the average number of γ 's emitted for each nucleus when it decays to the ground state, called *Multiplicity*, and also by the efficiency of each γ detector.

The multiplicity of ^{72}Ga is 1.5 and for ^{72}Ge is 2.1 [Nat]. If a constant beam intensity is supposed, the total γ -ray multiplicity for each decay can be estimated. Considering the efficiency of the MINIBALL crystals [MIN] and assuming the worse case scenario, i.e., when all the ions stopped inside the target, the evolutions of the activity in one crystal can be estimated and it is shown in the figure 2.7.

As a direct consequence of the large γ background is the dead-time which is introduced in the electronics keep increasing the number of counts detected per crystal. To keep controlled this effect, a deeper studied of the kinematic has carried out to obtained the limits to displace the particle detectors. In the setup section 7.2, the problems and our solutions will be discussed in detail.

7.2. Experimental Setup

The experiment was performed at the REX-ISOLDE facility at CERN. The radioactive ions were produced by a 1.4 GeV proton beam from the Proton Synchrotron Booster (PS Booster) impacting on a thick target [KFJ⁺92, Kug00, ISO]. Depending on the isotope of interest, different primary targets can be employed, in our case Uranium Carbide (UC_x) target. On average, the PS Booster supplies one pulse of $3 \cdot 10^{13}$ protons every 1.2 s. This is equivalent to a 2 μA beam. The isotopes produced are moved through the target to until it almost outside by thermal diffuse, where they can be extracted, ionized and sent to the mass separator with 1^+ state of charge. ISOLDE has got two different mass separators, the General Purpose Separator (GPS) which was the one used and the High Resolution Separator (HRS), the isotopes are accelerated by the Radioactive beam EXperiment at ISOLDE (REX-ISOLDE) until the workstation. A radioactive ^{72}Zn beam was accelerated to an energy of 2.94 MeV/u with a maximum beam intensity of $9 \cdot 10^6$ ions/s and impinged on two different multilayer targets.

These targets consisted of a natural carbon layer (1.0/0.45 mg/cm²) to Coulomb excite the Zn ions, a Gd layer (6.7/11.8 mg/cm²) magnetized by an external magnetic field in

which the excited Zn ions experience the transient field and a Ta layer ($1.0/1.0 \text{ mg/cm}^2$) which is necessary in the production process of the targets. The targets were cooled by liquid nitrogen to well below the Curie temperature of Gd, which for this element is 294K. Using the target with the thick Gd layer the excited ^{72}Zn ions are stopped in the target before the emission of the γ -rays of interest as it is usually done in stable beam LVTF experiments. However, such a thick target leads to a significant straggling of the radioactive beam and as a consequence to an activity build up in the target chamber. Therefore, a thinner target was tested as alternative from which the excited ^{72}Zn ions recoil into vacuum. In this case the activation problem is less severe but on the other hand the precession effect is smaller (less interaction time between the magnetic moment of the excited state and the transient field) and the anisotropy of the angular correlation (and consequently the sensitivity) may be reduced due to RIV effects. It has been the purpose of this experiment to define optimum conditions for this type of experiment.

For several years, different type of chambers have been designed to perform magnetic moment measurements with RIB's [KSE⁺00, KCBK⁺04, BKKG⁺08], some times with more-less success. To this purpose, a new target chamber was constructed in our institute. We developed a new reaction chamber to be able measured magnetism moments of RIB's through LVTF which fulfilled specific requirements such as freedom in the particle detector positions, a cooling system and a magnetic circuit for the target, and also a low or very low γ absorption. Following these basic requirements, a new chamber was designed, see Fig. 3.6.

The new reaction chamber included two square ($2 \times 2 \text{ cm}^2$) segmented Si detectors for the detection of the scattered carbon ions. They were positioned 3 cm downstream from the target and 1.1 cm above and below the beam axis, respectively, covering an angular range from 20 to 45 degrees (see Fig. 3.12(a)). This geometry selects the reactions with largest spin alignment perpendicular to the beam trajectory [SKN02]. The γ -rays emitted after the Coulomb excitation of ^{72}Zn were detected by four MINIBALL Cluster detectors. These clusters were positioned at $\pm 60^\circ$ and $\pm 120^\circ$ with respect to the beam axis in a horizontal plane and $\pm 5^\circ$ with respect to the azimuthal angle at a distance of 10 cm from the target (see Fig.3.14). The position of the clusters was chosen based on a compromise between the maximum expected effect and the achievable statistics.

7.2.1. Solution to the radioactivity problem

As a consequence of using huge thicker targets, a multilayer one, and the intensity of the beam, the straggling of the beam is a critical point for these measurements. Hence, a radioactive study of the beam, which is deposited along the chamber, is necessary to be carried on.

7.2 Experimental Setup

Monte Carlo simulations are a powerful tool to understand what happen during an experiment. Geant4 is a program simulation used by nuclear physics community [GEA]. A simulation code of MINIBALL array, which is based on Geant4 by the MINIBALL community [MIN], was extended for our purposes. Using this code an estimation of where will be implanted the radioactive nuclei during the experiment was calculated, a profile of the implantation is shown in the figures 3.11(a) and 3.11(b) for two targets and only for 5 hundred thousand events.

Some conclusions from figures 3.11 can be reached, for example: how much increase the implantation of radioactive ions inside the chamber, from less than 1 % in the thin target to 10 % in the thick target. Also the particles without interaction, until the end of the line, decrease approximately from 16 % in the thin target to 2 % in the thicker one. Finally, only an increase of 4 % in the particles which are implanted in the beam pipe out when the thicker was used respect to the thin one.

Therefore, it was essential to place considerable lead shielding around the outward beam pipe out in order to reduce the quantity of the γ radiation background coming from the β -decay. Although, the background can not be suppressed completely, most of the background will be blocked, but it can not be fully suppressed.

7.2.2. Data preparation

Firstly, a full energy and efficiency calibration of the detector was performed. Different sources were used depending on which type of detector need to calibrate. For the DSSSD detectors a 4α source was located in the target position, which is composed by ^{148}Gd , ^{239}Pu , ^{241}Am and ^{244}Cm , the table 3.2 is shown the most energetic lines of this source which we used to calibrate all the strips in both detectors at low energies. For each strip of all detectors was calibrated using a linear fit through the identification of the centroid in the raw data.

In the case of the germanium detector a ^{152}Eu source was positioned also at the target position. The source emits various γ -transitions between 100 and 1400 keV, see table 3.3. The centroids of the identified lines in the raw spectra were determined and a polynomial correlation with the known energies of ^{152}Eu observed in the raw spectra. Another check used in the upcoming section is the beta decay lines from the ^{72}Ga , see figure 4.1(a), in this spectrum the correlation between the beta decay lines and the calibration are in good agreement.

Finally, the efficiency calibration, which is necessary to determine intensity of the transition of interest, is determined through the ^{152}Eu source. Taken the number of counts for each γ -transitions and comparing the strength of the photopeaks in the ^{152}Eu data, used for the energy calibration, with the literature values of intensity of the gammas, I_γ , which

are described in the table 3.3, the relative efficiency can be calculated. The efficiency calibration was determined for all individual cores, group of segments and segments, in order to be able measure angular correlations, as it will be explain in the section 7.1.2.1.

The angle position of the γ detector was determined using ^{22}Ne beam at energy of 2.94 MeV/u impinging on a special thin target of Deuteren-Polyethylene ($\approx 1.8 \text{ mg/cm}^2$). In this case, the γ -peak is Doppler-shifted. On this way, the Doppler shift correction is performed to reconstruct the energy in the rest of frame. The Doppler shift correction is represented in the equation (7.16). Therefore, the position of the MINIBALL crystals with respect to the beam axis can be determined.

$$E_{DC} = \gamma E_{lab}(1 - \beta \cdot \cos(\theta_{\gamma-p})) \quad (7.16)$$

being,

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} \quad (7.17)$$

$$\cos(\theta_{\gamma-p}) = \sin(\theta_p) \cdot \sin(\theta_\gamma) \cdot \cos(\phi_p - \phi_\gamma) + \cos(\theta_p) \cdot \cos(\theta_\gamma) \quad (7.18)$$

where E_{lab} is the detected energy (Doppler shifted), γ is the Lorentz factor in special relativity, β is the velocity in Planck units of the emitted nuclei, $\theta_{\gamma-p}$ is the angle between the de-exciting nuclei and the γ -ray direction and E_{DC} is the γ -transition emitted by the nuclei in the rest of frame.

7.3. Analysis of the Experiment

Once an acceptable calibration were performed for each used detectors, we need to characterize the efficiency and position of MINIBALL detectors, the particle and γ spectra. Firstly, a particle- γ coincident is imposed but this condition is not enough strong. Therefore, a temporal condition produced as a time different between the particles and the γ 's has to be added, it is named *prompt condition*.

In the case of the thin target in flight emissions were observed for the transition of interest. For this reason, a Doppler shift correction is required and in consequence a solid angle correction has also to be corrected which affects the final angular correction. In order to rectify the Lorentz boost, the angles of observation, θ_γ , have to be transformed from the laboratory frame to the rest of frame using [WJL⁺11]

$$\cos(\theta_{CM}) = \frac{\cos(\theta_{lab}) - \beta}{1 - \beta \cdot \cos(\theta_{lab})} \quad (7.19)$$

where β is the velocity of the ion traversing the target in Planck units of the emitted nuclei. And the solid angle is applied on the angular correction as

$$W_{CM}(\theta_{CM}) = W_{lab}(\theta_{lab}) \cdot \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} \quad (7.20)$$

7.3 Analysis of the Experiment

being

$$\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} = \frac{[1 - \beta \cdot \cos(\theta_{lab})]^2}{1 - \beta^2} \quad (7.21)$$

Fig. 7.1 shows the spectrum of γ -rays observed in prompt coincidence with the particles detected in the Si detectors, a) for the thick target and b) for the thin target. In both cases, the strongest line in this spectrum at 653 keV corresponds to the $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ transition in ^{72}Zn . The line at 847 keV represents the $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ transition, which feeds the 2_1^+ state. For each target, the feeding of the 2_1^+ state is less than 5% of the counts detected in the $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ transition. Therefore its intensity is so low that it can be neglected in the determination of $g(2_1^+)$. In addition, the lines belonging to known transitions in ^{78}Se and ^{81}Br are observed in this figures. These nuclei are populated via incomplete fusion in the first case and fusion evaporation reactions in the second case.

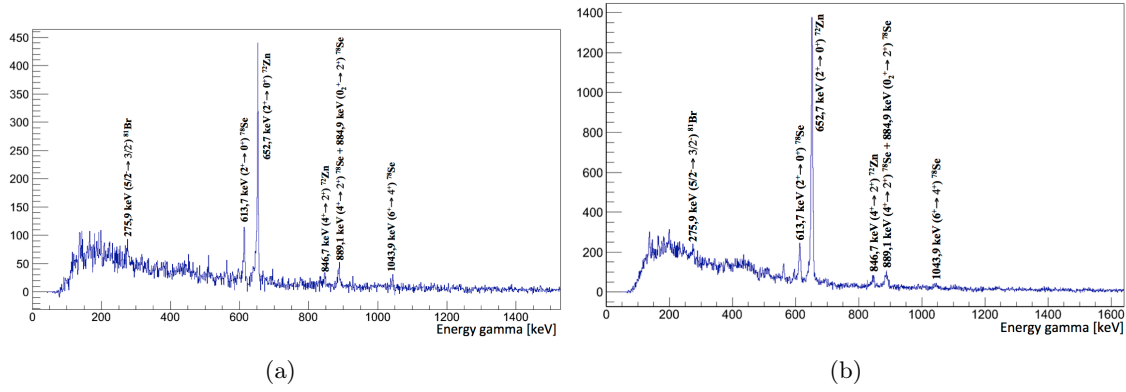


Figure 7.1: Total energy γ spectrum summing all segments with the prompt gate (a) for the thick target and (b) for the thin target.

The precession angle $\Delta\Phi$, and hence g , can be deduced from the single and double ratio of the photopeak intensities and the slope of the perturbed angular correlation for each angle of detection, as it was defined in sections 7.1.2.1. The angular correlations obtained using the two different targets are shown in the Fig.4.8 from a) to f). A comparison of the angular correlations measured is shown in the figure 4.9. This figure shows how much the angular correlation changes depending on which group of detection is chosen, for both targets.

The precession angle from the $(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ transition is obtained from the experimentally measured angular correlations given in the tables 4.2 and 4.3, and the effect determined in the tables D.1 to D.7 (in appendix D) for each targets and group of detection. These tables (D.1 to D.7) show the values of ratios (ρ), the effect (ϵ) and precession at each angles and group of detection as described in section previous. In figures 4.11 to 4.12 are shown all

this results. Their weighted means for all the cases are given in the table 7.1 and are used for obtaining the raw g-factors.

	<i>Thick Target</i>		<i>Thin Target</i>	
	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Phi_D$ [mrad]	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Phi_D$ [mrad]
Cores	-71 (20)	-75 (23)	-31 (10)	-32 (10)
Group of Segments	-67 (17)	-72 (18)	-37 (10)	-38 (10)
Segments	-69 (16)	-69 (17)	-31 (9)	-32 (9)
Adopted value	-69 (20)	-70 (23)	-33 (10)	-34 (10)

Table 7.1: Precession angle for each targets deduced by single ratios ($\Delta\Phi_S$) or double ratios ($\Delta\Phi_D$).

7.3.1. G-factor result

Using the measured precession angle, $\Delta\Phi$, g-factor can be determined from the equation (7.22). [LSS⁺05]

$$\Delta\Phi = g \cdot \phi(\tau) = -g \cdot \frac{\mu_N}{\hbar} \cdot \int_{t_{in}}^{t_{out}} B_{TF}(v_{ion}(t)) \cdot e^{-t/\tau} dt \quad (7.22)$$

where, $\phi(\tau)$ is defined as the calculate transient field precession per unit g-factor, which are given by

$$\phi(\tau) = -\frac{\mu_N}{\hbar} \cdot \int_{t_{in}}^{t_{out}} B_{TF}(v_{ion}(t)) \cdot e^{-t/\tau} dt \quad (7.23)$$

where $B_{TF}(v_{ion}(t))$ is the time dependent magnitude of the transient field that varies with the velocity of the ion as it traverses the target, also depends on the lifetime of the excited state, τ , as well as the time necessary to traverse the ferromagnetic layer, and the constants nuclear magneton, μ_N , and the reduced Planck constant, \hbar .

In order to determine $\phi(\tau)$, the velocity out, v_{out} , of the ferromagnetic target was obtained from the stopping inside the ferromagnetic layer, only considered the energy loss. And the limits of the integral goes to t_{in} to t_{out} , where t_{in} is the time that the projectile takes to cross the carbon layer until its exit into the Gd layer, and t_{out} takes the time of t_{in} into account, plus the time it takes for the excited ion to traverse the ferromagnetic layer.

The transient magnetic field $B_{TF}(v_{ion}(t))$ has a dependence on the time, as the velocity will change as the excited projectile slows down in the target. Depending on each velocity and parametrization, the transient field can be expressed in different equations, see equations (7.11) to (7.13) in the section 7.1.3.1. For our calculation proposes, the linear parametrization was assumed, see (7.24).

7.3 Analysis of the Experiment

$$B^{LIN}(t) = a \cdot Z \cdot \frac{v(t)}{v_0} \quad (7.24)$$

where a is the strength parameter of the TF , which in the case of a gadolinium target is 17 T, Z is the atomic number and $v(t)$ is the velocity (in units of the Bohr velocity, v_0) which is a function of time. Therefore including the attenuation, $B_{TF}(v_{ion}(t))$ can be defined as

$$B_{TF}(v_{ion}(t)) = B^{LIN}(t) \cdot G_{beam} \quad (7.25)$$

where G_{beam} is the transient field attenuation, and this is a function of the energy loss dE/dx . In order to obtain the parameter G_{beam} , the average stopping power inside the Gd layer needs to be known for each target. The attenuation can be extracted from figure 2.6(b) when the kinematic of the excited ions are known [SKN02, LSS⁺05].

In our case, the approximate average energy inside the Gd host for both targets has been calculated. All the parameters necessary to estimate the attenuation coefficient are shown in the table 7.2. With these parameters and the figure 2.6(b), the parameter G_{beam} can be obtained.

Target	$(dE/dx)_{beam}$ [MeV/ μ m]	v [v_0]	v/Zv_0	G_{beam}
Thick	10.5 (10)	2.7 (2)	0.09 (2)	0.90 (10)
Thin	12.5 (10)	4.8 (3)	0.16 (2)	0.65 (10)

Tabla 7.2: The approximation values to obtain the G_{beam} for each target.

Therefore, all the constants are determined and the equations (7.23) to (7.25) can be solved to deduce the integral precession, $\phi(\tau)$, via numerical integration. Considering that the segments level of detection is the most sensitive to measure the anisotropy, the precession angle obtained in these case are used to calculate the g-factor. Using equation (7.22) g-factor of ^{72}Zn for each target is deduced, see table 7.3. The average g factor is determined for the weighted mean of both target, $\bar{g} = +0.50(11)$.

Target	$\Delta\Phi$ [mrad]	$\phi(\tau)$ [mrad]	g
Thick	- 69 (16)	- 144 (16)	0.48 (13)
Thin	- 31 (10)	- 60 (9)	0.52 (18)

Tabla 7.3: The experimental angular precession, calculated precession angles per unit of g factor using the linear parametrization and deduced g factor for the two different targets.

7.4. Conclusions

This work, as it has been exposed at the beginning, has two important goals: determine the g-factor of ^{72}Zn and test the validity of the different types of techniques for magnetic measurement with radioactive beams.

With respect to the g-factor value, the result adopted $g(2_1^+) = +0.50(11)$ is compatible with a collective behaviour which is defined by the hydrodynamical limit ($g_{coll} \approx Z/A$). For this case, G_{coll} is equal to 0.42. As it can be observed, it is absolutely compatible with the adopted value if the statistics errors are considered. Therefore, ^{72}Zn has to be a collective nuclei. It is supported by another spectroscopy factor and properties studied in other articles, i.e. a maximum of $B(E2\downarrow)$ in the Zn chain was measured at $N = 42$ [NMF⁺12, LOG⁺13]. Therefore, It can be concluded that a complete γ -softness at $N = 42$ is observed when different energy relations are taken in account, i.e. R_{42} , R_{22} or $S(432)$, and they are compared with several collective models, as it was demonstrated in the article [NMF⁺12].

As mentioned above two different targets were used in the experiment leading to two completely independent values for $g(2_1^+)$ in ^{72}Zn , which are consistent and can be averaged to obtain a final result. However, one can draw some important conclusions by looking at them separately. For the thin target, in which the thickness of the Gd layer is reduced, the integral precession per unit g factor is $-60(9)$ mrad which has to be compared to a value of $-144(16)$ mrad for the thick target. At the same time the anisotropy of the angular correlation is reduced in the case of the thin target due to a partial deorientation when the ions recoil out of the target into vacuum. These disadvantages are partially compensated by the fact that using the thick target the beam intensity had to be limited in order to keep the activation and consequently the counting rate in the Ge detectors at an acceptable level.

Which approach is better suited in a particular case depends very sensitively on the half-life of the isotope of interest, its decay products, the γ -ray multiplicity within the decay chain and the available beam intensity and the straggling of the beam produced when the beam impinged on the target. The information obtained in the present experiment is very valuable in view of future experiments using the LVTF technique.

Ecuaciones cinemáticas

El estudio y conocimiento de la cinemática de la reacción tendrá una importancia crucial para entender y deducir la trayectoria de los núcleos de interés. Un estudio completo de las colisiones inelásticas se expondrá a continuación, centrándose en la reacción de COULEX. Como referencia a dichos cálculos, se pueden encontrar estos en varios textos, como por ejemplo [Kra88, Sat80].

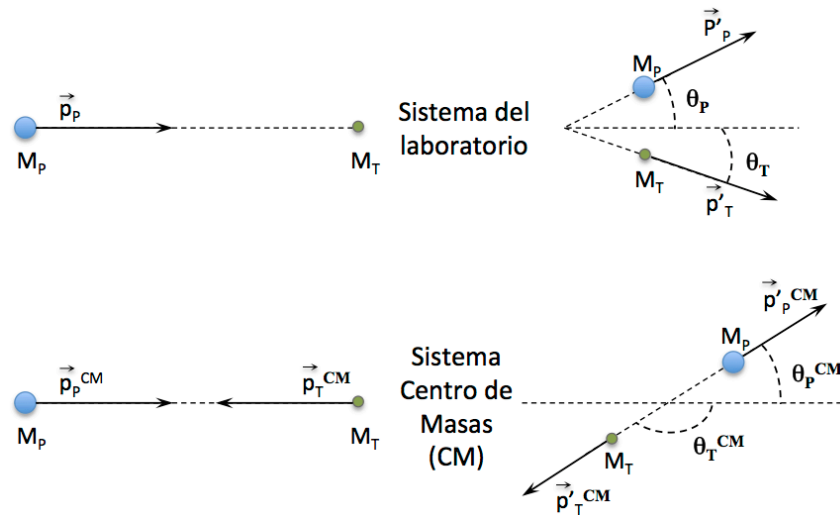


Figura A.1: Diagrama de la cinemática tanto en el sistema del laboratorio como en el Centro de Masas (CM).

Tomando como punto de partida los diagramas expuestos en la figura A.1, los ángulos y las energías después de las colisión pueden ser deducidos. Para ello, han de ser utilizados las relaciones más fundamentales de la cinemática, que son, las leyes de conservación de la energía y del momento, para nuestro caso de estudio, las ecuaciones de la conservación en el sistema del laboratorio se expresan de la forma siguiente:

$$E_P = E'_P + E'_T + Q \quad (\text{A.1})$$

$$p_P = p'_P \cdot \cos(\theta_P) + p'_T \cdot \cos(\theta_T) \quad (\text{A.2})$$

$$0 = p'_P \cdot \sin(\theta_P) - p'_T \cdot \sin(\theta_T) \quad (\text{A.3})$$

donde Q es la energía de excitación, E_P será la energía del haz o E_B , $E'_P = p'^2_P / (2 \cdot M_P)$ es la energía de la partícula del haz dispersada y análogamente para la partícula del blanco dispersada E'_T . Por otro lado, al considerarse la transformación al sistema Centro de Masas (CM) ha de ser determinada la masa reducida, μ , y la velocidad en el sistema de CM, V_{CM} , y son expresadas como

$$\mu = \frac{M_P \cdot M_T}{M_P + M_T} \quad (\text{A.4})$$

$$V_{CM} = \frac{M_P \cdot v_P + M_T \cdot v_T}{M_P + M_T} \quad (\text{A.5})$$

Tomando la componente vectorial de las velocidades en el sistema CM y aplicando la ley de adición de velocidades para cada dirección, ver la figura A.1, se obtienen las ecuaciones (A.6) y (A.7) que muestran la descomposición de las velocidades en las distintas direcciones.

$$v'_P \cdot \cos(\theta_P) = v'^{CM}_P \cdot \cos(\theta^{CM}_P) + V_{CM} \quad (\text{A.6})$$

$$v'_P \cdot \sin(\theta_P) = v'^{CM}_P \cdot \sin(\theta^{CM}_P) \quad (\text{A.7})$$

El objetivo de este desarrollo es obtener la expresión para los ángulos y las energías en el sistema del laboratorio, tanto para el proyectil como para el blanco. Y considerando que experimentalmente el ángulo θ_T es detectado en los detectores de silicio. En consecuencia, el resto de parámetros pueden ser definidos como

$$\theta^{CM}_T = \theta_T + \sin^{-1}(\zeta_1 \cdot \sin(\theta_T)) \quad (\text{A.8})$$

$$\theta^{CM}_P = \pi - \theta^{CM}_T \quad (\text{A.9})$$

$$\theta_P = \tan^{-1} \left(\frac{\sin(\theta^{CM}_P)}{\zeta_2 + \sin(\theta^{CM}_P)} \right) \quad (\text{A.10})$$

donde

$$\zeta_1 = \theta_T + \sin^{-1}(\zeta_1 \cdot \sin(\theta_T)) \quad (\text{A.11})$$

$$\zeta_2 = \tan^{-1} \left(\frac{\sin(\theta^{CM}_P)}{\zeta_2 + \sin(\theta^{CM}_P)} \right) \quad (\text{A.12})$$

Y finalmente, la energía tanto del proyectil como del blanco después de la colisión se expresa de la forma siguiente:

$$E'_T = \left[\frac{[M_P \cdot M_T \cdot E_B]^{\frac{1}{2}} \cdot \cos(\theta_T)}{(M_P + M_T)} + \right. \\ \left. + \frac{[M_P \cdot M_T \cdot E_B \cdot \cos^2(\theta_T) + (M_P + M_T) [M_T \cdot Q + (M_T - M_P)E_B]]^{\frac{1}{2}}}{(M_P + M_T)} \right]^2 \quad (\text{A.13})$$

$$E'_P = E_B - E'_T - Q \quad (\text{A.14})$$

B

Programa de cálculo: GFactorProg

Como parte de la determinación del factor giromagnético, a lo largo de este trabajo se exponen diversos cálculos necesarios para obtener un valor del momento magnético. Como por ejemplo la determinación de las curvas cinemáticas de los productos de la reacción del haz con el blanco, su sección eficaz o simplemente la caracterización de la velocidad y tiempo de vuelo del ión a lo largo del blanco. Para ello es imprescindible disponer de un programa el cual sea capaz de realizar estos cálculos. Partiendo del programa ya desarrollado en su mayor parte por *J. Walker* para la resolución de la integral de la precesión del campo transitorio por unidad de factor g , ver ecuación (B.1), se ha obtenido un programa completo capaz, de no solo determinar dicha integral para el caso de tener una parametrización lineal del TF, sino que calcular las curvas cinemáticas y de sección eficaz de la reacción de COULEX, así como realizar el cálculo de la integral para dos parametrizaciones distintas. La estructura básica del programa se puede consultar en la tesis de *J. Walker* [Wal11].

$$\Delta\Phi = g \cdot \phi(\tau) = -g \cdot \frac{\mu_N}{\hbar} \cdot \int_{t_{in}}^{t_{out}} B_{TF}(v_{ion}(t)) \cdot e^{-t/\tau} dt \quad (\text{B.1})$$

Hasta llegar al cálculo de esta integral, el programa realiza diversas operaciones que únicamente esbozaré y que en la referencia anteriormente mencionada están bien detalladas. Al tratarse de la interacción de un haz con un blanco compuesto por diversas capas, el programa realiza distintas operaciones dependiendo de en que región se encuentra. Por ello, primeramente, en la primera capa se calcula la cinemática de la reacción de COULEX, tanto para los ángulos de detección de las partículas, como para cualquier ángulo posible,

dependiendo de lo que deseemos calcular. Este último caso es interesante si se desea obtener las curvas cinemáticas asociadas a la reacción, ver las figuras 3.13(a) y 3.13(b). Para ello se emplearon las ecuaciones cinemáticas expuestas en el apéndice A, así como el cálculo de la sección eficaz diferencial para la excitación Coulombiana [ABH56, Wal11].

Posteriormente, los iones, ya sean los procedentes del blanco como los del haz, entran en la región ferromagnética. Tanto en la región anterior como en la ferromagnética es crucial establecer en cada punto la velocidad y la energía de cada ión. La clave de dicho cálculo es el poder determinar en cada momento el poder de frenado, para ello se han seguido las ecuaciones que caracterizan el poder de frenado de un núcleo cualquiera inmerso en un material arbitrario expuestas en uno de los apéndices de la referencia [Fir96]. A partir de estos valores puede determinarse todos los parámetros relevantes de la cinemática para el núcleo de interés, como se muestra en las tablas 4.10 y 4.12, y por ende imprescindibles para resolver la ecuación (B.1). Para que el estudio sea lo más verosímil posible se ha de subdividir cada una de las capas del blanco en múltiples subcapas, que llamaremos pasos, pudiendo así caracterizar de forma muy precisa dicha pérdida de energía para el ión de interés.

Con respecto a la parametrización del campo transitorio, en origen el programa estaba diseñado para el caso de la parametrización lineal, pero con el objetivo de tener un programa más completo se añadió el cálculo de la integral mediante la parametrización de Rutgers 2.3.1. Evidentemente hay que tener en cuenta en que regiones es válida esta última parametrización [SKN02].

Use ./GFactorProg with following flags:

[-i <char*>: input file]

[-k <int >: 2 for Kinematics and Cross Sections Curves All Range Angles,
1 for Kinematics and Cross Sections Curves DSSSD's Range Angles,
0 no Kinematics and Cross Sections Curves]

[-g <int >: 1 for Integral Precession Angle [g], 0 no Integral Calculation]

Figura B.1: Muestra los parámetros necesarios que han de ser introducidos para que el programa “GFactorProg” funcione.

Por último, para la integración de la ecuación (B.1) se ha realizado mediante cálculo numérico aplicando la regla del trapecio [SRG82], pero con la salvedad de que los subintervalos de integración, es decir, el espesor de los subintervalos escogidos a lo largo de la capa ferromagnética, son variables. Según ésta regla los intervalos escogidos son temporales, pero como el cambio es más abrupto al principio, cuando el ión posee más energía, definimos intervalos espaciales iguales que nos darán intervalos temporales mayores cuanto menos velocidad tengan los iones y viceversa. Con ello conseguiremos un mejor cálculo de la integral.

Beam	Z1	A1	Energy (MeV):	30.0	72.0	211.68
Target 1	Z2	A2	thickness (mg/cm2):	6.0	12.0	1.0
Target2	Z3	A3	thickness (mg/cm2):	64.0	158.0	6.7
L	Excitation Energy	B(EL):	2	0.6527	0.0385	
Detector:	distance:		30.0			
Detector:	height width	vert dist:	20.0	20.0	11.0	
No	X	Y	strips:	16	16	
Field Parameters:	a	G:	17.0	0.65		
Field Parameters Err:	Err_a	Err_G:	1.0	0.1		
Field Parameters:	a'	M:	96.6	0.183		
Field Parameters Err:	Err_a'	Err_M:	1.6	0.010		
Lifetime and Lifetime Err (ps):			18.0	0.3		

Figura B.2: Muestra los parámetros necesarios que ha de tener el archivo “InputFile” para que el programa “GFactorProg” funcione. Ejemplo en el caso del blanco fino.

Tras haber esbozado el funcionamiento básico del programa “GFactorProg” sólo queda mencionar como se utiliza. En la figura B.1 se muestran las instrucciones necesarias para su ejecución, donde tiene una especial mención el archivo “InputFile”, el cual será un simple archivo de texto (*.txt). En él se introducen los parámetros de entrada del programa, que son los siguientes: Número atómico, A , número protónico, Z y espesor de cada capa. Así mismo el haz, eso implica su Z y la A y energía. Además también hay que indicar la energía del estado excitado que se desea estudiar, su probabilidad de transición, así como su vida media. Por otro lado se ha de referenciar la disposición de los DSSSD's, así como el tamaño de la región activa de los mismos. Y por último las constantes de parametrización del campo, como por ejemplo: G_{beam} y la a para la parametrización lineal o la M y la a' para la parametrización de Rutgers. En la figura B.2 se expone el caso de los parámetros de entrada para nuestro experimento en el caso del blanco fino.

Como resultado el programa, de base, muestra unos resultados básicos (velocidad y energía al entrar y salir de cada capa, tiempo de vuelo en cada capa y energía perdida en cada una de ellas), ver figura B.3 y parte de la figura B.4, pero únicamente para el ión de haz, dado que es el que nos interesa para el calculo del factor giromagnético. Partiendo de estos resultados se puede deducir el G_{beam} utilizando las gráficas de la figuras 2.6, ya sea el material ferromagnético gadolinio o hierro [SKN02]. Pero si introducimos valores distintos a 0 en los parámetros de entrada “-k” y “-g” se generan, además de lo ya expuesto, otros valores de salida.

Por un lado, al variar “-k” se obtiene un archivo (*.dat) con los valores de ángulo, energía y sección eficaz para ambas partículas, tanto en el sistema del laboratorio como en el de centro de masas, y con ello, uno es capaz de construir, fácilmente, las gráficas mostradas en la figura 3.13, además de otras equivalentes o distintas y que por ejemplo son necesarias a la hora de definir la posición de los detectores. Finalmente, si se selecciona el parámetro “-g”, en este caso se obtendrá el resultado del cálculo de la integral ϕ , tanto para la parametrización lineal como la Rutgers, ver el ejemplo de la figura B.4.

```

./GFactorProg -i input_72zn_T115.txt -g 1

The program will calculate the integral precession angle.
The program will not calculate any kinematics and cross section curves.
Input file: input_72zn_T115.txt

--- Case of the beam with COULEX in the target ---

---- First layer ----
Thickness first layer [um]: 4.41267
Energy of the beam [MeV]: 211.68
Velocity after the first layer [vo]: 7.57234
Velocity after the first layer (rel) [vo]: 7.56368
Time inside first layer New [ps]: 0.224441

---- Ferromagnetic layer ----
Thickness ferromagnetic layer [um]: 8.47887
Energy before the Ferromag Layer [MeV]: 102.395
Energy after the Ferromag Layer [MeV]: 13.2977
Energy Prom inside the Ferromag Layer [MeV]: 51.8098
Energy Lost/micrometres first interaction inside the Ferromag Layer [MeV/um]: 12.9498
Energy Lost/micrometres last interaction inside the Ferromag Layer [MeV/um]: 5.34518
Energy Lost/micrometres average interaction inside the Ferromag Layer [MeV/um]: 9.14749
Vout after the Ferromag Layer is [c]: 0.0194903
Vout after the Ferromag Layer is [vo]: 2.67087
Time inside the ferromagnetic layer [ps]: 0.837759
Vprom for Gbeam calculus [c]: 0.0341549
Vprom for Gbeam calculus [vo]: 4.68045
Vprom/(Z*v0) for Gbeam calculus: 0.156015
-----

--- Case of the beam without COULEX only Straggling ---

---- First layer ----
Thickness first layer [um]: 4.41267
Energy of the beam [MeV]: 211.68
Velocity of the ions in the beam [c]: 0.079263
Velocity of the ions in the beam [vo]: 10.8619
Energy prom ions out Carbon [MeV]: 169.19
Velocity prom ions out Carbon [c]: 0.0708964
Velocity prom ions out Carbon [vo]: 9.71536
Time average inside the first layer [ps]: 0.195911

---- Ferromagnetic layer ----
Energy before the Ferromag Layer [MeV]: 169.19
Energy after the Ferromag Layer [MeV]: 59.0536
Energy Prom inside the Ferromag Layer [MeV]: 110.223
Energy Lost/micrometres first interaction inside the Ferromag Layer [MeV/um]: 13.4724
Energy Lost/micrometres last interaction inside the Ferromag Layer [MeV/um]: 11.814
Energy Lost/micrometres average inside the Ferromag Layer [MeV/um]: 12.6432
Vout after the Ferromag Layer is [c]: 0.0419366
Vout after the Ferromag Layer is [vo]: 5.74683
Vprom inside the Ferromag Layer is [c]: 0.0566341
Vprom inside the Ferromag Layer is [vo]: 7.76091
Vprom/(Z*v0) is: 0.258697
Time inside the ferromagnetic layer [ps]: 0.503796
-----

```

Figura B.3: Muestra los valores de salida del programa “GFactorProg” para el caso del blanco fino. Parte 1

```
Effective time = 0.808419

--- Lineal approximation values ---
vinf = 7.563683
tinf = 0.224441
voutf = 2.734309
toutf = 1.011170
-----

--- Precession per unit of g calculus ---
Phi (2+) Lineal Parametrization = 60.270440 (9.927046)
Phi (2+) Rutgers Parametrization = 58.059318 (4.855148)
```

Figura B.4: Muestra los valores de salida del programa “GFactorProg” para el caso del blanco fino. Parte 2

Cálculo de errores

En este apéndice, se intenta dar una visión global de la teoría de errores que será empleada a lo largo del análisis. Partiendo de ciertos puntos importantes que se han de tener en consideración en la propagación del error, llegando finalmente a aplicar dichos conceptos básicos a varios casos utilizados a lo largo de esta tesis. Por otra parte, es importante considerar que este apéndice es sólo un escueto resumen, que ha sido realizado con él único fin de adaptar la teoría de errores a las necesidades del estudio realizado. Existen diversos artículos, libros y cursos dedicados, en más profundidad, a este tema y que pueden ser consultados, entre los cuales han de destacarse [Tay97] y [BR03].

C.1. Tratamiento del error

En general, han de considerarse dos fuentes distintas de incertidumbres, una de ellas es debida al error instrumental en la medida y la otra es propia de la estadística. Dependiendo de los casos, la contribución de cada una de ellas al error final puede variar considerablemente. Ambas son combinadas mediante la ecuación (C.1).

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_{Inst})^2 + (\Delta x_{Stat})^2} \quad (\text{C.1})$$

C.1.1. Propagación del error

Por otro lado, no hay que olvidar que es tan importante definir las incertidumbres como su propagación. En la mayoría de los casos, es necesario propagar los errores de varios parámetros pertenecientes a una función compleja. Por ello, en general, se puede definir la siguiente ecuación (C.2),

$$\Delta x = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_0} \Delta x_0\right)^2 + \cdots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_k} \Delta x_k\right)^2} \quad (\text{C.2})$$

donde

$$f = f(x_0, \dots, x_i, \dots, x_k); \forall i = 0, \dots, k \quad (\text{C.3})$$

siendo (x_0, \dots, x_k) cantidades independientes y $(\Delta x_0, \dots, \Delta x_k)$ sus incertidumbres. Esta ecuación es general, pudiéndose aplicar tanto para el caso más sencillo de, $k = 1$, cómo para el más complicado, $k = 10000$.

C.1.2. Definiciones útiles

C.1.2.1. Media y desviación

Supongamos el caso en el cual se realizan, N , mediciones obteniéndose (x_1, \dots, x_N) valores de una misma cantidad x , por lo tanto la mejor estimación de x basada en estos valores será el *promedio* o la *media*, expresándose como:

$$\bar{x} = \frac{\sum x_i}{N} \quad (\text{C.4})$$

El siguiente concepto importante es la *desviación estándar*, definiéndose como una estimación del promedio del error al medir (x_1, \dots, x_N) y se determina como:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{C.5})$$

Pero este no es el error de la media. Suponiendo que las mediciones de x se distribuyen siguiendo una distribución normal respecto a la media \bar{x} con una anchura de σ_x . En este caso, es sabido que σ_{x_i} es igual para todo los x_i y usando la ecuación (C.4) donde $f(x_1, \dots, x_N)$ en (C.2), se obtiene

$$\Delta \bar{x} = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial \bar{x}} \sigma_x\right)^2 + \cdots + \left(\frac{\partial f}{\partial \bar{x}} \sigma_x\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sigma_x\right)^2 + \cdots + \left(\frac{1}{N} \sigma_x\right)^2} \quad (\text{C.6})$$

C.2 Ejemplos

Por lo tanto, simplificando se llega a la siguiente expresión

$$\Delta \bar{x} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}} \quad (\text{C.7})$$

Cumplíéndose, en este caso, que el error de la media, o mejor dicho la *desviación estándar de la media* se encuentra con un 68 % de probabilidad dentro del límite de confianza para nuestra medición.

C.1.2.2. Media pesada

Frecuentemente, en la física experimental, un valor puede ser medido varias veces, tal vez en diferentes experimentos o en distintas condiciones. Y eso puede cuestionarse si es posible o no combinar los resultados en uno sólo, para ello existe la *media pesada*. Partiendo de que todas las medidas son independientes (x_1, \dots, x_N) y poseen distinto valor en la desviación ($\sigma_{x_1}, \dots, \sigma_{x_N}$). Definimos la media pesada para cada medida como

$$x_{wm} = \frac{\sum_{i=1}^N w_i \cdot x_i}{\sum_{i=1}^N w_i} \quad (\text{C.8})$$

estando la mejor estimación basada en un “peso”, w_i , expresado según (C.8),

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (\text{C.9})$$

Y siendo el error

$$\Delta x_{wm} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N w_i}} \quad (\text{C.10})$$

C.2. Ejemplos

En este apartado, se mostrarán distintos ejemplos relacionados con los cálculos realizados a lo largo del análisis.

C.2.1. Propagación del error en el ángulo θ_γ

Como se mostró en el capítulo 3, la ecuación (C.11) es utilizada.

$$E_{DC} = \gamma \cdot E_{Det}(1 - \beta \cdot \cos(\theta_\gamma)) \quad (\text{C.11})$$

donde

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{C.12})$$

En este caso el error en la función de θ_γ , puede realizarse en dos pasos. Primeramente, si se considera la ecuación (C.2) y dado que $f = \cos(\theta_\gamma)$ se obtiene

$$\Delta \cos(\theta_\gamma) = \sqrt{\left(\left(1 - \frac{E_{DC}}{\gamma \cdot E_{Det}}\right) \frac{\Delta \beta}{\beta^2}\right)^2 + \left(\frac{E_{DC} \cdot \Delta E_{Det}}{\gamma \cdot \beta \cdot E_{Det}^2}\right)^2 + \left(\frac{E_{DC} \cdot \Delta \gamma}{\gamma^2 \cdot \beta \cdot E_{Det}}\right)^2} \quad (C.13)$$

donde

$$\Delta \gamma = \frac{\beta \cdot \Delta \beta}{(\sqrt{1 - \beta^2})^{3/2}} \quad (C.14)$$

empleando nuevamente la misma ecuación (C.2), sólo para una variable, $f' = f(x) \rightarrow \Delta f' = \frac{\partial f}{\partial x} \delta x$, se deduce

$$\Delta \theta_\gamma = \left| \frac{-1}{\sin(\theta_\gamma)} \right| \cdot \Delta \cos(\theta_\gamma) \quad (C.15)$$

C.2.2. Propagación del error en el Centro de Masas (CM)

C.2.2.1. Error en θ_{CM}

Partiendo de que el ángulo en el centro de masas, θ_{CM} viene dado por

$$\Delta \cos(\theta_{CM}) = \frac{\overbrace{\cos(\theta_{lab}) - \beta}^{\text{top}}}{\underbrace{1 - \beta \cos(\theta_{lab})}_{\text{bot}}} \quad (C.16)$$

donde top y bot son funciones de θ_{lab} y β , y la propagación del error puede escribirse según la ecuación (C.2)

$$\frac{\Delta \cos(\theta_{CM})}{\cos(\theta_{CM})} = \sqrt{\left(\frac{\Delta top|_{\theta_{lab}}}{top|_{\theta_{lab}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta top|_{\beta}}{top|_{\beta}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta bot|_{\theta_{lab}}}{bot|_{\theta_{lab}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta bot|_{\beta}}{bot|_{\beta}}\right)^2} \quad (C.17)$$

donde

$$\begin{aligned} \Delta top|_{\theta_{lab}} &= -\sin(\theta_{lab}) \cdot \Delta \theta_{lab} \\ \Delta top|_{\beta} &= -\Delta \beta \\ \Delta bot|_{\theta_{lab}} &= \beta \cdot \sin(\theta_{lab}) \cdot \Delta \theta_{lab} \\ \Delta bot|_{\beta} &= -\cos(\theta_{lab}) \cdot \Delta \beta \end{aligned}$$

y nuevamente, adaptando la ecuación (C.15), se extrae el error en θ_{CM}

$$\Delta \theta_{CM} = \left| \frac{-1}{\sin(\theta_{CM})} \right| \cdot \Delta \cos(\theta_{CM}) \quad (C.18)$$

C.2 Ejemplos

C.2.2.2. Error en $W_{CM}(\theta_{CM})$

Cuando es necesario determinar la transformación en el cetro de masas de la correlación angular, $W(\theta_{CM})$, también lo es determinar su error, para ello se parte de la ecuación,

$$W_{CM}(\theta_{CM}) = W_{lab}(\theta_{CM}) \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} \quad (C.19)$$

con

$$\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} = \frac{\overbrace{(1 - \beta \cos(\theta_{lab}))^2}^{\text{top}}}{\underbrace{(1 - \beta^2)}_{\text{bot}}} \quad (C.20)$$

así como en el caso anterior y aplicando nuevamente la ecuación (C.2) se obtiene

$$\begin{aligned} \Delta_{top|_{\theta_{lab}}} &= 2 \cdot \beta \cdot \sin(\theta_{lab}) \cdot (1 - \beta \cos(\theta_{lab})) \cdot \Delta\theta_{lab} \\ \Delta_{top|_{\beta}} &= -2 \cdot \cos(\theta_{lab}) \cdot (1 - \beta \cos(\theta_{lab})) \cdot \Delta\beta \\ \Delta_{bot|_{\theta_{lab}}} &= 0 \\ \Delta_{bot|_{\beta}} &= -2 \cdot \beta \cdot \Delta\beta \end{aligned}$$

donde

$$\Delta \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} = \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta_{top|_{\theta_{lab}}}}{top|_{\theta_{lab}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_{top|_{\beta}}}{top|_{\beta}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_{bot|_{\theta_{lab}}}}{bot|_{\theta_{lab}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_{bot|_{\beta}}}{bot|_{\beta}}\right)^2} \quad (C.21)$$

C.2.3. Error en la propagación en la medida de momento magnético

C.2.3.1. Error en la razón de intensidades

Para este caso, se expone el caso de la razón doble, dado que pasar a la razón simple es sencillo, al tener menos parámetros. Considerando que, la razón doble se definió como

$$\rho_D = \sqrt{\frac{N(+\theta \uparrow) \cdot N(-\theta \downarrow)}{N(+\theta \downarrow) \cdot N(-\theta \uparrow)}} \quad (C.22)$$

Por lo tanto, el error en ρ_D será

$$\Delta\rho_D = \frac{\rho_D}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta N(+\theta \uparrow)}{N(+\theta \uparrow)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N(+\theta \downarrow)}{N(+\theta \downarrow)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N(-\theta \uparrow)}{N(-\theta \uparrow)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N(-\theta \downarrow)}{N(-\theta \downarrow)}\right)^2} \quad (C.23)$$

C.2.3.2. Error en el efecto, ϵ

Para el efecto, como ya definimos en su momento es,

$$\epsilon = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \quad (\text{C.24})$$

y empleando de nuevo el mismo método, obtenemos

$$\Delta\epsilon = \frac{\epsilon \cdot \Delta\rho}{\rho^2 - 1} \sqrt{2(\rho^2 + 1)} \quad (\text{C.25})$$

C.2.3.3. Error en la pendiente, $S(\theta)$

En el caso del error en la pendiente de la correlación angular, como se muestra en la ecuación (C.26)

$$S(\theta) = -\frac{\frac{1}{2} \cdot \text{sen}(\theta) \cdot \cos(\theta) \cdot (6 \cdot A_2 + 5 \cdot A_4 \cdot (7 \cdot \cos^2(\theta) - 3))}{1 + A_2 \cdot \frac{1}{2} \cdot (3 \cdot \cos^2(\theta) - 1) + A_4 \cdot \frac{1}{8} \cdot (35 \cdot \cos^4(\theta) - 30 \cdot \cos^2(\theta) + 3)} \quad (\text{C.26})$$

el error es deducido de la misma forma y se obtiene

$$\Delta S(\theta) = \sqrt{\left(\frac{\partial S(\theta)}{\partial A_2} \Delta A_2\right)^2 + \left(\frac{\partial S(\theta)}{\partial A_4} \Delta A_4\right)^2 + \left(\frac{\partial S(\theta)}{\partial \theta} \Delta \theta\right)^2} \quad (\text{C.27})$$

donde

$$\begin{aligned} \frac{\partial S(\theta)}{\partial A_2} &= \frac{1}{\hat{W}^2(\theta)} \left[\hat{W}(\theta) (-3 \cdot \text{sen}(\theta) \cdot \cos(\theta)) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{8} (\text{sen}(2 \cdot \theta)) (6 \cdot A_2 + 5 \cdot A_4 \cdot (7 \cdot \cos^2(\theta) - 3)) (3 \cdot \cos^2(\theta) - 1) \right] \\ \frac{\partial S(\theta)}{\partial A_4} &= \frac{1}{\hat{W}^2(\theta)} \left[\hat{W}(\theta) \left(-5 \cdot \frac{1}{2} \cdot \text{sen}(\theta) \cdot \cos(\theta) \cdot (7 \cdot \cos^2(\theta) - 3) \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{32} (\text{sen}(2 \cdot \theta)) (6 \cdot A_2 + 5 \cdot A_4 \cdot (7 \cdot \cos^2(\theta) - 3)) (35 \cdot \cos^5(\theta) - 30 \cdot \cos^2(\theta) + 3) \right] \\ \frac{\partial S(\theta)}{\partial \theta} &= \frac{1}{\hat{W}^2(\theta)} \left[\hat{W}(\theta) \left[(35 \cdot A_4 \cdot \text{sen}^2(\theta) \cdot \cos^2(\theta)) + \left(\frac{1}{2} \cdot \text{sen}^2(\theta) \cdot (7 \cdot \cos^2(\theta) - 3) \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(-\frac{1}{2} \cos^2(\theta) (6 \cdot A_2 + 5 \cdot A_4 \cdot (7 \cdot \cos^2(\theta) - 3)) \right) \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} (\text{sen}(\theta) \cdot \cos(\theta))^2 (6 \cdot A_2 + 5 \cdot A_4 \cdot (7 \cdot \cos^2(\theta) - 3))^2 \right] \\ \hat{W}(\theta) &= 1 + A_2 \cdot \frac{1}{2} \cdot (3 \cdot \cos^2(\theta) - 1) + A_4 \cdot \frac{1}{8} \cdot (35 \cdot \cos^4(\theta) - 30 \cdot \cos^2(\theta) + 3) \end{aligned}$$

C.2.3.4. Error en la precesión angular, $\Delta\Phi$

Así como, fue definido en el capítulo de análisis, el 4, el ángulo de precesión se define como

$$\Delta\Phi = \frac{\epsilon}{S(\theta)} \quad (\text{C.28})$$

y el error en la precesión del ángulo viene dado por

$$\Delta(\Delta\Phi) = \Delta\Phi \sqrt{\left(\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S(\theta)}{S(\theta)}\right)^2} \quad (\text{C.29})$$

C.2.3.5. Error en el factor giromagnético, g

Por último, el factor giromagnético que fue definido en el capítulo de análisis, como

$$g = \frac{\Delta\Phi}{\phi(\tau)} \quad (\text{C.30})$$

una vez más el error en el factor giromagnético viene dado por

$$\Delta g = g \sqrt{\left(\frac{\Delta(\Delta\Phi)}{\Delta\Phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi(\tau)}{\phi(\tau)}\right)^2} \quad (\text{C.31})$$

D

Resumen de resultados

En este apéndice se mostrarán, con todo lujo de detalle y en diversas tablas, los resultados para todos los blancos y grupos de detección, así como para todos los métodos y comprobaciones expuestos a lo largo del análisis, el capítulo 4, y considerando que dichos resultados ya han sido discutidos previamente.

D.1. Resultados de las precesiones angulares (método convencional)

<i>Blanco Fino</i>				<i>Blanco Grueso</i>			
θ_γ [°]	ρ_S	ϵ_S	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	θ_γ [°]	ρ_S	ϵ_S	$\Delta\Phi_S$ [mrad]
-52.1 (2)	0.72 (10)	-0.17 (6)	-209 (110)	-52.8 (2)	0.96 (6)	-0.02 (3)	-23 (33)
-64.3 (2)	0.75 (11)	-0.14 (7)	-94 (57)	-65.1 (2)	0.88 (6)	-0.07 (3)	-48 (31)
-77.3 (2)	0.71 (13)	-0.17 (8)	-104 (78)	-78.2 (2)	0.95 (7)	-0.02 (4)	-20 (34)
-104.6 (2)	1.50 (31)	0.20 (12)	-118 (99)	-105.5 (2)	1.09 (9)	0.04 (4)	-30 (37)
-130.0 (2)	1.05 (13)	0.03 (6)	-40 (96)	-130.7 (2)	1.11 (6)	0.05 (3)	-67 (45)
-117.7 (2)	1.25 (18)	0.11 (8)	-79 (64)	-118.5 (2)	1.20 (8)	0.09 (3)	-72 (39)
55.0 (2)	1.11 (15)	0.05 (7)	-55 (73)	55.8 (2)	1.05 (6)	0.02 (3)	-23 (29)
78.4 (2)	1.35 (23)	0.15 (10)	-95 (86)	79.3 (2)	1.06 (8)	0.03 (4)	-24 (38)
66.6 (2)	1.19 (18)	0.09 (8)	-55 (57)	67.4 (2)	1.00 (7)	0.01 (3)	-1 (23)
129.8 (2)	0.89 (11)	-0.06 (6)	-85 (92)	130.5 (2)	0.97 (5)	-0.01 (3)	-18 (36)
106.4 (2)	0.89 (17)	-0.06 (8)	-33 (54)	107.2 (2)	0.92 (7)	-0.04 (4)	-31 (32)
118.8 (3)	0.90 (13)	-0.05 (7)	-38 (54)	119.5 (3)	0.84 (6)	-0.09 (3)	-72 (36)

Tabla D.1: Muestra los resultados partiendo de la razón simple, ρ_S , para ambos blancos y para cada cristal de los detectores.

<i>Blanco Fino</i>				<i>Blanco Grueso</i>			
θ_γ [°]	ρ_D	ϵ_D	$\Delta\Phi_D$ [mrad]	θ_γ [°]	ρ_D	ϵ_D	$\Delta\Phi_D$ [mrad]
53.6 (1)	1.25 (12)	0.11 (5)	-124 (75)	54.3 (2)	1.05 (4)	0.02 (2)	-23 (23)
77.9 (1)	1.38 (18)	0.16 (8)	-100 (75)	78.7 (2)	1.05 (6)	0.03 (3)	-22 (28)
65.4 (1)	1.26 (14)	0.12 (6)	-74 (49)	66.2 (1)	1.07 (5)	0.03 (2)	-24 (20)
129.9 (1)	0.92 (8)	-0.04 (4)	-63 (67)	130.6 (1)	0.94 (4)	-0.03 (2)	-42 (29)
105.5 (2)	0.77 (11)	-0.13 (6)	-75 (54)	106.4 (2)	0.92 (5)	-0.04 (3)	-30 (26)
118.2 (2)	0.85 (9)	-0.08 (5)	-59 (41)	119.0 (2)	0.84 (4)	-0.09 (2)	-72 (32)

Tabla D.2: Muestra los resultados partiendo de la razón doble, ρ_D , para ambos blancos y para cada cristal de los detectores.

D.1 Resultados de las precesiones angulares (método convencional)

<i>Blanco Fino</i>				<i>Blanco Grueso</i>			
θ_γ [°]	ρ_S	ϵ_S	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	θ_γ [°]	ρ_S	ϵ_S	$\Delta\Phi_S$ [mrad]
-47.8 (6)	0.89 (20)	-0.06 (11)	-74 (144)	-48.5 (6)	0.95 (11)	-0.03 (6)	-39 (83)
-52.1 (11)	0.71 (23)	-0.17 (14)	-167 (139)	-52.8 (12)	1.09 (18)	0.04 (9)	44 (94)
-56.9 (10)	0.81 (17)	-0.11 (9)	-78 (71)	-57.6 (10)	1.06 (10)	0.03 (5)	24 (39)
-65.8 (8)	0.72 (28)	-0.17 (17)	-87 (91)	-66.6 (8)	0.90 (17)	-0.05 (9)	-32 (53)
-69.3 (4)	0.85 (20)	-0.08 (11)	-39 (54)	-70.1 (4)	0.92 (9)	-0.04 (5)	-26 (29)
-77.6 (7)	0.91 (31)	-0.05 (16)	-24 (82)	-78.5 (8)	1.08 (19)	0.04 (9)	26 (61)
-84.5 (12)	0.40 (18)	-0.42 (14)	-353 (242)	-85.3 (15)	1.06 (28)	0.03 (14)	35 (175)
-97.8 (5)	2.83 (113)	0.48 (33)	-304 (265)	-98.6 (4)	0.96 (23)	-0.02 (12)	15 (91)
-105.9 (9)	1.33 (52)	0.14 (22)	-67 (108)	-106.8 (8)	1.25 (26)	0.11 (12)	-64 (69)
-112.5 (6)	1.01 (23)	0.01 (12)	-2 (59)	-113.3 (6)	1.05 (11)	0.02 (6)	-14 (34)
-119.1 (7)	1.18 (32)	0.09 (14)	-53 (90)	-119.9 (7)	1.05 (14)	0.02 (7)	-18 (50)
-124.3 (5)	1.12 (20)	0.06 (9)	-44 (74)	-125.0 (5)	1.20 (10)	0.09 (4)	-85 (44)
-132.3 (14)	1.37 (33)	0.16 (14)	-213 (202)	-133.0 (13)	1.14 (13)	0.06 (6)	-109 (111)
-137.8 (6)	1.30 (32)	0.13 (14)	-316 (407)	-138.4 (6)	1.12 (13)	0.06 (6)	-203 (236)
47.6 (9)	1.44 (34)	0.18 (14)	-247 (205)	48.2 (9)	1.05 (12)	0.03 (6)	-40 (93)
53.1 (7)	1.53 (38)	0.21 (15)	-190 (146)	53.8 (7)	1.08 (14)	0.04 (7)	-39 (68)
59.2 (4)	1.43 (28)	0.17 (12)	-111 (83)	59.9 (5)	1.28 (11)	0.12 (5)	-91 (40)
66.9 (4)	0.94 (25)	-0.03 (13)	17 (66)	67.7 (4)	1.01 (14)	0.01 (7)	-3 (43)
71.2 (6)	1.51 (35)	0.20 (14)	-96 (76)	72.0 (5)	1.13 (12)	0.06 (6)	-35 (32)
76.9 (10)	1.41 (50)	0.17 (21)	-82 (108)	77.7 (10)	1.21 (21)	0.10 (9)	-60 (61)
86.8 (7)	1.10 (46)	0.05 (22)	-66 (299)	87.6 (10)	0.91 (17)	-0.05 (9)	120 (233)
98.8 (9)	0.75 (35)	-0.14 (20)	-83 (125)	99.6 (8)	0.78 (17)	-0.12 (10)	-87 (73)
104.7 (11)	0.78 (31)	-0.12 (18)	-58 (87)	105.6 (10)	0.77 (12)	-0.13 (7)	-75 (44)
112.2 (5)	0.85 (23)	-0.08 (13)	-40 (64)	113.0 (5)	1.01 (11)	0.01 (5)	3 (32)
118.7 (7)	0.82 (21)	-0.10 (12)	-62 (72)	119.4 (6)	0.99 (13)	-0.01 (7)	-5 (48)
124.5 (7)	0.69 (12)	-0.18 (7)	-145 (66)	125.2 (7)	0.72 (6)	-0.16 (4)	-155 (40)
130.3 (6)	0.86 (20)	-0.07 (11)	-85 (129)	130.9 (6)	0.80 (10)	-0.11 (5)	-163 (82)
137.2 (8)	0.65 (17)	-0.21 (10)	-482 (378)	137.8 (8)	1.08 (12)	0.04 (6)	127 (185)

Tabla D.3: Muestra los resultados partiendo de la razón simple, ρ_S , para ambos blancos y para los grupos de segmentos.

<i>Blanco Fino</i>				<i>Blanco Grueso</i>			
θ_γ [°]	ρ_D	ϵ_D	$\Delta\Phi_D$ [mrad]	θ_γ [°]	ρ_D	ϵ_D	$\Delta\Phi_D$ [mrad]
47.7 (5)	1.27 (21)	0.11 (9)	-160 (132)	48.3 (5)	1.10 (9)	0.03 (4)	-39 (64)
52.6 (7)	1.47 (30)	0.19 (12)	-179 (123)	53.3 (7)	0.99 (10)	-0.01 (5)	1 (55)
58.0 (5)	1.31 (19)	0.13 (8)	-96 (62)	58.8 (6)	1.10 (7)	0.05 (3)	-37 (27)
66.4 (5)	1.14 (27)	0.07 (13)	-35 (67)	67.2 (5)	1.06 (12)	0.03 (6)	-17 (36)
70.2 (3)	1.33 (22)	0.14 (10)	-68 (51)	71.0 (3)	1.11 (8)	0.05 (4)	-30 (23)
77.2 (6)	1.25 (31)	0.11 (14)	-53 (72)	78.1 (6)	1.06 (13)	0.03 (6)	-18 (41)
85.6 (7)	1.65 (51)	0.25 (20)	-251 (252)	86.5 (9)	0.93 (15)	-0.04 (8)	63 (134)
98.3 (5)	0.51 (16)	-0.31 (11)	-195 (123)	99.1 (5)	0.90 (15)	-0.05 (8)	-38 (58)
105.3 (7)	0.76 (21)	-0.13 (12)	-62 (63)	106.2 (7)	0.79 (10)	-0.12 (6)	-69 (37)
112.4 (4)	0.92 (17)	-0.04 (9)	-21 (44)	113.2 (4)	0.98 (7)	-0.01 (4)	-6 (23)
118.9 (5)	0.82 (15)	-0.09 (8)	-58 (53)	119.6 (5)	0.97 (9)	-0.02 (5)	-12 (34)
124.4 (4)	0.79 (10)	-0.12 (6)	-94 (48)	125.1 (4)	0.78 (5)	-0.13 (3)	-120 (30)
131.3 (7)	0.79 (13)	-0.12 (8)	-144 (102)	131.9 (7)	0.84 (7)	-0.09 (4)	-138 (65)
137.5 (5)	0.71 (12)	-0.17 (7)	-403 (314)	138.1 (5)	0.98 (8)	-0.01 (4)	-29 (131)

Tabla D.4: Muestra los resultados partiendo de la razón doble, ρ_D , para ambos blancos y para los grupos de segmentos.

D.1 Resultados de las precesiones angulares (método convencional)

<i>Blanco Fino</i>				<i>Blanco Grueso</i>			
θ_γ [°]	ρ_S	ϵ_S	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	θ_γ [°]	ρ_S	ϵ_S	$\Delta\Phi_S$ [mrad]
-45.6 (4)	0.94 (29)	-0.03 (15)	-63 (295)	-46.2 (4)	0.91 (14)	-0.05 (7)	-66 (105)
-46.1 (5)	0.59 (20)	-0.26 (13)	-482 (330)	-46.7 (5)	0.96 (17)	-0.02 (8)	-29 (118)
-50.8 (5)	0.63 (21)	-0.22 (13)	-254 (165)	-51.5 (5)	0.96 (17)	-0.02 (9)	-21 (88)
-55.7 (3)	0.73 (24)	-0.15 (14)	-123 (113)	-56.4 (4)	0.92 (14)	-0.04 (7)	-34 (57)
-68.1 (5)	0.68 (31)	-0.19 (19)	-87 (91)	-68.9 (5)	0.95 (20)	-0.03 (10)	-15 (56)
-68.1 (4)	0.91 (45)	-0.04 (23)	-21 (108)	-68.9 (4)	0.68 (13)	-0.19 (8)	-105 (46)
-64.3 (4)	0.68 (27)	-0.19 (17)	-98 (90)	-65.1 (4)	0.98 (19)	-0.01 (9)	-5 (56)
-57.2 (4)	0.59 (23)	-0.26 (15)	-186 (114)	-58.0 (4)	0.96 (17)	-0.02 (8)	-14 (63)
-56.3 (5)	0.92 (32)	-0.04 (17)	-33 (130)	-57.0 (5)	1.19 (21)	0.09 (10)	66 (76)
-76.8 (6)	0.79 (40)	-0.12 (22)	-51 (99)	-77.7 (7)	0.96 (25)	-0.02 (13)	-13 (76)
-69.6 (3)	0.48 (22)	-0.35 (16)	-154 (88)	-70.5 (4)	0.95 (21)	-0.02 (11)	-13 (57)
-87.0 (7)	0.40 (18)	-0.43 (14)	-531 (399)	-87.9 (10)	1.01 (27)	0.01 (13)	11 (347)
-69.1 (3)	0.90 (44)	-0.05 (23)	-23 (104)	-69.9 (3)	0.98 (21)	-0.01 (10)	-6 (57)
-77.3 (3)	1.03 (47)	0.01 (23)	6 (100)	-78.1 (3)	1.12 (28)	0.06 (13)	35 (81)
-105.0 (3)	1.25 (67)	0.11 (30)	-47 (128)	-105.8 (3)	1.31 (38)	0.13 (17)	-72 (93)
-115.0 (4)	0.89 (36)	-0.06 (19)	28 (96)	-115.7 (3)	0.97 (21)	-0.02 (11)	9 (64)
-97.5 (3)	1.34 (57)	0.14 (25)	-82 (146)	-98.4 (3)	0.90 (38)	-0.05 (20)	40 (152)
-98.0 (4)	1.01 (46)	0.01 (23)	-1 (122)	-98.9 (4)	1.02 (37)	0.01 (18)	-8 (130)
-113.4 (4)	1.36 (58)	0.15 (25)	-73 (122)	-114.2 (4)	1.01 (21)	0.01 (11)	-3 (62)
-106.2 (8)	1.42 (73)	0.17 (31)	-72 (133)	-107.0 (7)	0.99 (28)	-0.01 (14)	3 (77)
-137.0 (4)	1.46 (50)	0.19 (21)	-576 (813)	-137.6 (4)	1.06 (17)	0.03 (8)	-59 (166)
-131.7 (5)	1.40 (45)	0.17 (19)	-240 (288)	-132.4 (5)	1.11 (18)	0.05 (8)	-71 (111)
-137.1 (4)	1.51 (53)	0.20 (21)	-634 (885)	-137.7 (4)	1.04 (16)	0.02 (8)	-39 (159)
-130.0 (8)	1.03 (37)	0.01 (18)	-18 (219)	-130.6 (7)	1.07 (18)	0.03 (9)	-39 (100)
-125.9 (4)	1.40 (47)	0.17 (20)	-147 (177)	-126.6 (4)	1.21 (20)	0.10 (9)	-88 (84)
-124.3 (5)	1.08 (42)	0.04 (20)	-29 (159)	-125.0 (5)	1.35 (24)	0.15 (10)	-128 (91)
-114.8 (4)	0.80 (35)	-0.11 (20)	56 (101)	-115.6 (3)	1.07 (25)	0.03 (12)	-21 (73)
-112.5 (5)	2.15 (124)	0.37 (42)	-171 (203)	-113.3 (4)	1.22 (27)	0.10 (12)	-56 (69)
-117.8 (5)	1.38 (53)	0.16 (23)	-90 (129)	-118.5 (5)	1.17 (23)	0.08 (11)	-50 (71)
-124.4 (5)	1.46 (56)	0.19 (23)	-150 (186)	-125.1 (5)	1.01 (17)	0.01 (9)	-4 (73)
-119.5 (4)	1.01 (34)	0.01 (17)	-4 (105)	-120.2 (4)	1.07 (19)	0.03 (9)	-24 (63)
-122.2 (7)	1.23 (44)	0.10 (20)	-72 (139)	-122.9 (7)	1.33 (22)	0.14 (10)	-109 (76)

Tabla D.5: Muestra los resultados partiendo de la razón simple, ρ_S , para ambos blancos y únicamente para los segmentos situados al lado izquierdo según la dirección del haz.

<i>Blanco Fino</i>				<i>Blanco Grueso</i>			
θ_γ [°]	ρ_S	ϵ_S	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	θ_γ [°]	ρ_S	ϵ_S	$\Delta\Phi_S$ [mrad]
55.3 (3)	1.51 (51)	0.20 (21)	-165 (173)	56.0 (3)	1.31 (23)	0.14 (10)	-110 (81)
60.7 (3)	1.37 (54)	0.15 (23)	-94 (143)	61.4 (3)	1.05 (18)	0.03 (9)	-17 (58)
48.6 (4)	1.58 (53)	0.22 (21)	-314 (312)	49.2 (4)	1.05 (18)	0.03 (9)	-31 (102)
46.4 (5)	0.97 (31)	-0.01 (16)	23 (277)	47.1 (5)	1.02 (16)	0.01 (8)	-12 (110)
59.8 (3)	1.52 (59)	0.21 (24)	-132 (154)	60.5 (3)	1.01 (17)	0.01 (9)	-3 (58)
56.0 (4)	1.58 (60)	0.22 (24)	-174 (188)	56.7 (4)	1.01 (19)	0.01 (10)	-4 (76)
83.3 (3)	1.48 (84)	0.19 (34)	-118 (221)	84.2 (3)	1.02 (29)	0.01 (14)	-10 (142)
77.2 (4)	1.09 (50)	0.04 (24)	-18 (103)	78.0 (5)	1.27 (29)	0.12 (13)	-70 (78)
83.9 (5)	1.04 (67)	0.02 (33)	-11 (214)	84.7 (5)	1.16 (31)	0.07 (14)	-79 (157)
78.3 (10)	2.08 (92)	0.35 (32)	-155 (158)	79.1 (10)	1.03 (27)	0.01 (13)	-9 (84)
70.3 (3)	1.25 (48)	0.11 (21)	-50 (95)	71.1 (3)	1.09 (23)	0.04 (11)	-24 (60)
71.6 (4)	2.18 (120)	0.37 (40)	-160 (181)	72.4 (4)	1.01 (19)	0.01 (10)	-3 (50)
59.7 (6)	1.55 (65)	0.21 (26)	-136 (168)	60.5 (6)	1.38 (27)	0.16 (11)	-109 (78)
58.4 (4)	1.55 (65)	0.22 (26)	-146 (181)	59.1 (4)	1.17 (22)	0.08 (10)	-55 (74)
66.4 (3)	0.78 (29)	-0.12 (16)	58 (81)	67.2 (3)	1.05 (22)	0.03 (10)	-15 (60)
71.4 (4)	2.40 (111)	0.41 (35)	-177 (165)	72.2 (4)	1.44 (29)	0.18 (11)	-98 (70)
66.3 (2)	1.31 (46)	0.14 (20)	-66 (100)	67.1 (3)	1.08 (20)	0.04 (12)	-21 (55)
71.2 (2)	1.06 (55)	0.03 (27)	-12 (115)	72.1 (2)	1.43 (28)	0.18 (12)	-96 (67)
129.5 (4)	1.37 (48)	0.16 (21)	180 (244)	130.1 (4)	0.90 (14)	-0.05 (7)	-60 (83)
123.3 (3)	0.95 (34)	-0.03 (17)	-20 (130)	124.0 (3)	0.89 (14)	-0.06 (7)	-48 (60)
135.8 (5)	0.66 (22)	0.20 (14)	497 (473)	136.4 (5)	0.96 (15)	-0.03 (7)	-40 (136)
136.2 (4)	0.98 (36)	-0.01 (18)	-28 (480)	136.8 (4)	1.08 (16)	0.04 (8)	73 (146)
125.6 (4)	0.56 (22)	-0.28 (15)	-241 (137)	126.3 (4)	0.97 (16)	-0.02 (8)	-14 (73)
130.1 (3)	0.57 (20)	-0.28 (13)	-362 (204)	131.5 (3)	0.93 (15)	-0.04 (8)	-46 (95)
98.7 (4)	0.31 (15)	-0.53 (13)	-267 (159)	99.6 (4)	0.86 (24)	-0.08 (13)	-52 (89)
106.5 (9)	0.92 (45)	-0.04 (24)	-17 (100)	107.4 (8)	0.84 (20)	-0.08 (11)	-45 (59)
98.7 (5)	1.01 (65)	0.01 (32)	2 (164)	99.6 (4)	0.87 (30)	-0.07 (16)	-46 (111)
105.3 (3)	1.03 (63)	0.02 (31)	6 (131)	106.1 (3)	0.88 (20)	-0.06 (11)	-34 (59)
113.3 (3)	0.57 (30)	-0.27 (20)	-130 (103)	114.1 (3)	1.00 (21)	0.01 (11)	1 (61)
112.7 (4)	0.96 (46)	-0.02 (23)	-9 (111)	113.5 (4)	0.98 (19)	-0.01 (10)	-7 (55)
127.0 (4)	0.92 (32)	-0.04 (17)	-40 (160)	127.6 (4)	1.03 (18)	0.01 (9)	13 (86)
126.0 (6)	0.80 (31)	-0.11 (18)	-96 (156)	126.7 (6)	0.80 (15)	-0.11 (8)	-101 (77)
118.0 (3)	0.82 (34)	-0.10 (19)	-56 (109)	118.8 (3)	0.98 (19)	-0.01 (10)	-7 (65)
114.2 (4)	1.61 (102)	0.23 (40)	115 (201)	115.0 (4)	0.80 (16)	-0.11 (9)	-67 (54)
119.5 (5)	0.90 (31)	-0.05 (16)	-33 (101)	120.3 (5)	0.95 (18)	-0.03 (9)	-19 (65)
113.0 (4)	0.54 (29)	-0.30 (20)	-144 (105)	113.8 (4)	1.20 (26)	0.10 (12)	53 (70)

Tabla D.6: Muestra los resultados partiendo de la razón simple, ρ_S , para ambos blancos y únicamente para los segmentos situados al lado derecho según la dirección del haz.

D.1 Resultados de las precesiones angulares (método convencional)

<i>Blanco Fino</i>				<i>Blanco Grueso</i>			
θ_γ [°]	ρ_D	ϵ_D	$\Delta\Phi_D$ [mrad]	θ_γ [°]	ρ_D	ϵ_D	$\Delta\Phi_D$ [mrad]
53.0 (3)	1.54 (37)	0.21 (15)	-203 (148)	53.7 (3)	1.17 (14)	0.08 (7)	-71 (61)
47.3 (3)	1.64 (40)	0.24 (15)	-387 (285)	48.0 (3)	1.05 (13)	0.02 (6)	-30 (79)
46.0 (3)	1.02 (22)	0.01 (11)	-17 (208)	46.6 (3)	1.05 (12)	0.03 (6)	-38 (80)
57.7 (2)	1.44 (36)	0.18 (15)	-128 (110)	58.5 (2)	1.05 (12)	0.02 (6)	-17 (43)
77.2 (3)	1.03 (33)	0.01 (16)	-6 (71)	78.0 (3)	1.06 (18)	0.03 (9)	-18 (53)
85.5 (4)	1.61 (64)	0.23 (25)	-195 (241)	86.3 (6)	1.07 (20)	0.03 (10)	-52 (148)
77.6 (6)	1.63 (55)	0.24 (21)	-103 (105)	78.4 (6)	1.04 (19)	0.02 (9)	-11 (58)
69.7 (2)	1.18 (36)	0.08 (17)	-37 (75)	70.5 (2)	1.06 (16)	0.03 (8)	-15 (41)
70.6 (3)	2.13 (76)	0.36 (26)	-157 (126)	71.5 (3)	1.03 (15)	0.01 (7)	-8 (40)
58.5 (4)	1.62 (46)	0.24 (18)	-159 (127)	59.2 (4)	1.20 (16)	0.10 (7)	-64 (51)
57.3 (3)	1.30 (36)	0.13 (16)	-94 (115)	58.1 (3)	0.99 (13)	-0.01 (7)	3 (48)
65.4 (3)	1.07 (29)	0.04 (14)	-18 (71)	66.2 (3)	1.04 (15)	0.02 (7)	-10 (41)
69.7 (3)	1.88 (61)	0.30 (22)	-135 (108)	70.6 (3)	1.23 (18)	0.10 (8)	-57 (45)
69.7 (2)	1.08 (38)	0.04 (18)	-16 (82)	70.5 (2)	1.45 (20)	0.18 (8)	-100 (49)
129.7 (4)	1.15 (29)	0.07 (14)	84 (161)	130.4 (4)	0.92 (10)	-0.04 (5)	-49 (63)
123.8 (3)	0.94 (25)	-0.03 (13)	-24 (98)	124.5 (3)	0.81 (10)	-0.10 (5)	-87 (46)
136.4 (3)	0.66 (16)	-0.20 (10)	-557 (509)	137.0 (3)	0.96 (10)	-0.02 (5)	-39 (102)
136.6 (3)	0.82 (21)	-0.10 (11)	-283 (393)	137.2 (3)	1.01 (11)	0.01 (5)	9 (106)
125.7 (3)	0.63 (16)	-0.23 (10)	-195 (98)	126.4 (3)	0.89 (10)	-0.06 (5)	-51 (50)
131.3 (3)	0.64 (15)	-0.22 (10)	-305 (162)	131.9 (3)	0.91 (10)	-0.05 (5)	-58 (69)
98.4 (3)	0.56 (18)	-0.29 (12)	-148 (104)	99.2 (3)	0.92 (21)	-0.04 (11)	-30 (77)
106.4 (6)	0.81 (29)	-0.11 (16)	-45 (70)	107.2 (5)	0.92 (17)	-0.04 (9)	-21 (48)
98.1 (3)	0.87 (33)	-0.07 (18)	-38 (98)	99.0 (3)	0.99 (27)	-0.01 (14)	-5 (97)
105.1 (2)	0.91 (37)	-0.05 (19)	-20 (82)	105.9 (2)	0.82 (15)	-0.10 (8)	-53 (48)
113.3(2)	0.64 (22)	-0.21 (14)	-10 (72)	114.1 (2)	0.99 (15)	-0.01 (7)	-1 (43)
113.8 (3)	1.04 (32)	0.02 (16)	9 (77)	114.6 (3)	1.01 (15)	0.01 (7)	1 (43)
125.7 (3)	0.79 (21)	-0.12 (12)	-101 (103)	126.4 (3)	1.01 (12)	0.01 (6)	4 (56)
124.1 (5)	0.81 (21)	-0.11 (12)	-83 (94)	124.8 (4)	0.78 (10)	-0.12 (6)	-105 (48)
117.9 (3)	0.77 (22)	-0.13 (12)	-73 (73)	118.7 (3)	0.92 (13)	-0.04 (7)	-29 (45)
114.5 (3)	1.42 (55)	0.17 (23)	86 (117)	115.3 (3)	0.86 (13)	-0.07 (7)	-44 (43)
119.5 (3)	0.94 (23)	-0.03 (12)	-18 (72)	120.3 (3)	0.94 (12)	-0.03 (6)	-21 (44)
112.7 (3)	0.50 (20)	-0.33 (14)	-158 (81)	113.5 (3)	0.99 (15)	-0.04 (8)	-2 (44)

Tabla D.7: Muestra los resultados partiendo de la razón doble, ρ_D , para ambos blancos y únicamente para los segmentos.

D.2. Resultados de las precesiones angulares (método de las diferencias)

<i>Blanco Fino</i>			<i>Blanco Grueso</i>		
θ_γ [°]	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Phi_{New}$ [mrad]	θ_γ [°]	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Phi_{New}$ [mrad]
-52.1 (2)	-209 (110)	-260 (170)	-52.8 (2)	-23 (33)	70 (55)
-64.3 (2)	-94 (57)	-108 (87)	-65.1 (2)	-48 (31)	-63 (47)
-77.3 (2)	-104 (78)	-99 (122)	-78.2 (2)	-20 (34)	44 (56)
-104.6 (2)	-118 (99)	-77 (114)	-105.5 (2)	-30 (37)	-96 (76)
-130.0 (2)	-40 (96)	-78 (146)	-130.7 (2)	-67 (45)	-99 (64)
-117.7 (2)	-79 (64)	-109 (84)	-118.5 (2)	-72 (39)	-59 (45)
55.0 (2)	-55 (73)	-48 (105)	55.8 (2)	-23 (29)	-32 (44)
78.4 (2)	-95 (86)	-45 (89)	79.3 (2)	-24 (38)	-52 (64)
66.6 (2)	-55 (57)	-90 (82)	67.4 (2)	-1 (23)	-65 (48)
129.8 (2)	-85 (92)	-310 (186)	130.5 (2)	-18 (36)	-21 (51)
106.4 (2)	-33 (54)	-145 (112)	107.2 (2)	-31 (32)	-33 (50)
118.8 (3)	-38 (54)	-103 (101)	119.5 (3)	-72 (36)	-7 (42)

Tabla D.8: Muestra la comparación de los ángulos de precesión calculados por ambos métodos y para cada blanco, sólo para cada cristal de los detectores.

D.3. Verificación de la razón y el efecto

<i>Lado Izquierdo</i>		<i>Lado Derecho</i>		<i>Blanco Fino</i>		<i>Blanco Grueso</i>	
Grupo	Cristal	Grupo	Cristal	ρ_{Check}	ϵ_{Check}	ρ_{Check}	ϵ_{Check}
2	0	1	1	1.03 (9)	0.013 (45)	0.97 (4)	-0.013 (19)
2	1	1	0	0.95 (13)	-0.028 (66)	0.99 (6)	-0.007 (28)
2	2	1	2	0.98 (10)	-0.011 (52)	0.91 (4)	-0.045 (22)
3	0	0	0	1.11 (10)	0.055 (50)	1.01 (4)	0.003 (20)
3	1	0	2	1.12 (15)	0.057 (71)	0.98 (5)	-0.009 (27)
3	2	0	1	1.10 (12)	0.046 (56)	0.98 (5)	-0.011 (23)

Tabla D.9: Muestra la verificación de la razón y el efecto para cada blanco, sólo para cada cristal de los detectores.

D.3 Verificación de la razón y el efecto

<i>Lado Izquierdo</i>		<i>Lado Derecho</i>		<i>Blanco Fino</i>		<i>Blanco Grueso</i>	
Grupo	Agrup	Grupo	Agrup	ρ_{Check}	ϵ_{Check}	ρ_{Check}	ϵ_{Check}
2	0	1	6	1.05 (18)	0.027 (87)	0.97 (8)	-0.016 (40)
2	1	1	5	1.05 (18)	0.027 (89)	0.98 (8)	-0.013 (43)
2	2	1	4	1.12 (15)	0.056 (71)	1.03 (6)	0.016 (31)
2	3	1	3	0.89 (17)	-0.059 (89)	0.98 (9)	-0.010 (48)
2	4	1	2	1.22 (20)	0.101 (91)	1.04 (8)	0.019 (38)
2	5	1	1	1.03 (31)	0.013 (134)	0.98 (13)	-0.008 (67)
2	6	1	0	0.62 (18)	-0.231 (114)	0.97 (15)	-0.015 (76)
3	0	0	6	1.37 (44)	0.154 (189)	0.86 (15)	-0.074 (80)
3	1	0	5	0.93 (25)	-0.037 (127)	0.84 (10)	-0.084 (56)
3	2	0	4	1.00 (18)	0.001 (91)	1.05 (8)	0.024 (38)
3	3	0	3	1.07 (25)	0.033 (122)	1.05 (12)	0.022 (58)
3	4	0	2	0.92 (13)	-0.039 (66)	0.83 (5)	-0.095 (29)
3	5	0	1	1.10 (22)	0.050 (107)	0.86 (9)	-0.078 (48)
3	6	0	0	0.85 (14)	-0.080 (78)	1.07 (8)	-0.033 (40)

Tabla D.10: Muestra la verificación de la razón y el efecto para cada blanco, sólo para los grupos de segmentos.

<i>Lado Izquierdo</i>			<i>Lado Derecho</i>			<i>Blanco Fino</i>		<i>Blanco Grueso</i>	
Cl	Cri	Segm	Cl	Cri	Segm	ρ_{Check}	ϵ_{Check}	ρ_{Check}	ϵ_{Check}
2	0	1	1	1	4	1.21 (30)	0.095 (136)	1.11 (13)	0.051 (63)
2	0	2	1	1	6	1.13 (31)	0.060 (147)	0.88 (11)	-0.063 (59)
2	0	3	1	1	3	1.03 (25)	0.012 (123)	1.01 (11)	0.003 (57)
2	0	4	1	1	1	0.82 (19)	-0.101 (105)	0.98 (11)	-0.010 (56)
2	0	5	1	1	5	1.04 (27)	0.021 (130)	0.91 (11)	-0.046 (56)
2	0	6	1	1	2	1.06 (26)	0.030 (128)	0.95 (12)	-0.025 (61)
2	1	1	1	0	4	1.22 (44)	0.097 (201)	1.00 (23)	-0.000 (115)
2	1	2	1	0	6	0.88 (30)	-0.065 (162)	1.13 (21)	0.062 (97)
2	1	3	1	0	3	0.88 (34)	-0.065 (181)	1.14 (29)	0.064 (134)
2	1	4	1	0	1	1.29 (45)	0.127 (197)	0.89 (18)	-0.059 (93)
2	1	5	1	0	5	0.96 (27)	-0.019 (140)	1.04 (16)	0.019 (76)
2	1	6	1	0	2	1.56 (53)	0.220 (212)	1.02 (15)	0.011 (72)
2	2	1	1	2	4	1.03 (29)	0.014 (143)	1.17 (15)	0.079 (70)
2	2	2	1	2	6	1.12 (31)	0.058 (146)	0.94 (12)	-0.032 (62)
2	2	3	1	2	3	0.76 (20)	-0.139 (116)	0.95 (14)	-0.025 (70)
2	2	4	1	2	1	1.73 (55)	0.266 (209)	1.16 (18)	0.0741 (84)
2	2	5	1	2	5	1.14 (28)	0.065 (131)	1.01 (13)	0.001 (64)
2	2	6	1	2	2	0.70 (27)	-0.176 (162)	1.08 (16)	0.040 (77)
3	0	1	0	0	4	1.47 (36)	0.191 (148)	0.97 (12)	-0.016 (58)
3	0	3	0	0	3	1.06 (26)	0.031 (124)	1.00 (12)	-0.000 (58)
3	0	4	0	0	1	1.02 (24)	0.010 (121)	1.09 (11)	0.042 (55)
3	0	5	0	0	5	0.88 (22)	-0.066 (119)	1.03 (11)	0.014 (56)
3	1	2	0	2	6	0.95 (32)	-0.028 (163)	0.87 (15)	-0.071 (80)
3	1	3	0	2	3	1.59 (63)	0.228 (248)	0.93 (20)	-0.036 (106)
3	1	4	0	2	1	1.14 (46)	0.066 (213)	0.96 (17)	-0.020 (85)
3	1	5	0	2	5	0.80 (29)	-0.113 (160)	1.01 (15)	0.005 (75)
3	1	6	0	2	2	1.41 (47)	0.170 (198)	1.01 (15)	0.006 (73)
3	2	1	0	1	4	1.25 (32)	0.110 (145)	1.03 (13)	0.016 (63)
3	2	2	0	1	6	0.94 (25)	-0.033 (128)	0.82 (11)	-0.097 (58)
3	2	3	0	1	3	1.10 (32)	0.046 (152)	1.00 (14)	-0.001 (69)
3	2	4	0	1	1	1.53 (60)	0.211 (242)	0.92 (13)	-0.043 (69)
3	2	6	0	1	2	0.77 (28)	-0.133 (161)	1.33 (19)	0.141 (82)

Tabla D.11: Muestra la verificación de la razón y el efecto para cada blanco, sólo para los segmentos.

D.4. Ángulos de precesión calculados en la capa de Gadolinio y de Tántalo

θ_γ [°]	$\Delta\Phi_S$ [mrad]	$\Delta\Phi_{Gd}$ [mrad]	$\Delta\Phi_{Ta}$ [mrad]
-52.1 (2)	-209 (110)	-325 (150)	-260 (150)
-64.3 (2)	-94 (57)	-116 (72)	-66 (76)
-77.3 (2)	-104 (78)	-111 (88)	-144 (111)
-104.6 (2)	-118 (99)	-99 (116)	-39 (87)
-130.0 (2)	-40 (96)	-15 (123)	-28 (141)
-117.7 (2)	-79 (64)	-13 (78)	14 (78)
55.0 (2)	-55 (73)	-51 (97)	-121 (119)
78.4 (2)	-95 (86)	-53 (91)	-26 (85)
66.6 (2)	-55 (57)	-5 (65)	-26 (76)
129.8 (2)	-85 (92)	-410 (204)	-406 (203)
106.4 (2)	-33 (54)	-220 (126)	-141 (96)
118.8 (3)	-38 (54)	-89 (73)	-78 (77)

Tabla D.12: Muestra la comparación entre los ángulos de precesión previamente calculados y los obtenidos en las diferentes capas (Gadolinio y Tántalo) donde son parados los núcleos.

Bibliografía

- [ABH56] K. Alder, A. Bohr and T. Huus. *Study of nuclear structure by electromagnetic excitation with accelerated ions*. Reviews of Modern Physics, **28** (4), 432 – 542 (1956).
- [AI75] A. Arima and F. Iachello. *Collective nuclear states as representations of a $SU(6)$ group*. Physical Review Letters, **35**, 1069 (1975).
- [AI76] A. Arima and F. Iachello. *Interacting boson model of collective states I. The vibrational limit*. Annals of Physics, **99** (2), 253 – 317 (1976).
- [AI78] A. Arima and F. Iachello. *Interacting boson model of collective nuclear states II. The rotational limit*. Annals of Physics, **111** (1), 201 – 238 (1978).
- [AM76] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid state physics*, (W.B. Saunders Company, 1976).
- [AWH⁺82] H. Andrews, D. Ward, O. Häusser, P. Taras, R. Nicole, J. Keinonen and P. Skensved. *Calibration of the transient field magnetic field for rare-earth nuclei in iron: Application to g-factors of high spin states in $^{152,154}\text{Sm}$* . Nuclear Physics A, **383** (5), 509–529 (1982).
- [BDL⁺82] M. Bernas, P. Dessagne, M. Langevin, J. Payet, F. Pougheon and P. Roussel. *Magic features of ^{68}Ni* . Physics Letters B, **113** (4), 279 – 282 (1982).
- [Ber07] C. A. Bertulani. *Nuclear Physics in a Nutshell*, (Princeton University Press, 2007).
- [BFK⁺95] R. Broda, B. Fornal, W. Królas, T. Pawlat, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi-Alvarez et al. *$N = 40$ Neutron subshell closure in the ^{68}Ni nucleus*. Physical Review Letters, **74**, 868 (1995).

- [BGJ⁺12] T. Baugher, A. Gade, R. Janssens, S. Lenzi, D. Bazin, B. Brown, M. P. Carpenter et al. *Intermediate-energy Coulomb excitation of $^{58,60,62}\text{Cr}$: The onset of collectivity toward $N = 40$* . Physical Review C, **86**, 011305R (2012).
- [BKK07] N. Benczer-Koller and G. Kumbartzki. *Magnetic moments of short-lived excited nuclear states: measurements and challenges*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, **34** (9), R321–R358 (2007).
- [BKKG⁺08] N. Benczer-Koller, G. Kumbartzki, G. Gürdal, C. Gross, A. Stuchbery, B. Krieger, R. Hatarik et al. *Measurement of g factors of excited states in radioactive beams by the transient field technique: ^{132}Te* . Physics Letters B, **664** (4-5), 241–245 (2008).
- [BM98] A. Bohr and B. R. Mottelson. *Nuclear structure Vol I and II*, (World Scientific, 1998).
- [Boh36] N. Bohr. *Neutron capture and nuclear constitution*. Nature, **137**, 334–348 (1936).
- [BR85] T. Bengtsson and I. Ragnarsson. *Rotational bands and particle-hole at very high spin*. Nuclear Physics A, **436** (1), 14 (1985).
- [BR03] P. R. Bevington and D. K. Robinson. *Data reduction and error analysis for the physical sciences - 3rd edition*, (John Wiley & Sons, Inc., 2003).
- [Cas00] R. Casten. *Nuclear structure from a simple perspective*. Oxford Science Publications, (Oxford University Press on Demand, 2000).
- [CFK⁺04] R. Catherall, V. N. Fedosseev, U. Koster, J. Lettry, G. Suberlucq, I. Collaboration, B. A. Marsh et al. *Recent developments in production of radioactive ion beams with the selective laser ion source at the on-line isotope separator ISOLDE*. Review of Scientific Instruments, **75** (5), 1614–1616 (2004).
- [CNP02] E. Caurier, F. Nowacki and A. Poves. *Large-scale shell model calculations for exotic nuclei*. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, **15** (1-2), 145–150 (2002).
- [DBB⁺05] C. Dossat, a. Bey, B. Blank, G. Canchel, a. Fleury, J. Giovinozzo, I. Matea et al. *Two-proton radioactivity studies with ^{45}Fe and ^{48}Ni* . Physical Review C, **72**, 054315 (2005).
- [DF58] A. Davydov and G. Filippov. *Rotational states in even atomic nuclei*. Nuclear Physics, **8** (0), 237 – 249 (1958).

- [DSM⁺06] A. Davies, A. Stuchbery, P. Mantica, P. Davidson, A. Wilson, A. Becerril, B. Brown et al. *Probing shell structure and shape changes in neutron-rich sulfur isotopes through transient-field g-factor measurements on fast radioactive beams of ^{38}S and ^{40}S* . Physical Review Letters, **96** (112503), 4 (2006).
- [EHZ⁺77] J. Eberhardt, R. Horstman, P. Zalm, H. Doubt and G. Van Middelkoop. *Large transient magnetic fields at high ion velocities in polarized iron*. Hyperfine Interactions, **3**, 195–212 (1977).
- [Ell85] J. Elliott. *The interacting boson model of nuclear structure*. Reports on Progress in Physics, **48** (2), 171 (1985).
- [Els34] W. M. Elsasser. *Sur le principe de Pauli dans les noyaux - III*. Journal de Physique et le Radium, **5** (12), 635–639 (1934).
- [EPT⁺01] J. Eberth, G. Pascovici, H. Thomas, N. Warr, D. Weisshaar, D. Habs, P. Reiter et al. *MINIBALL: A Ge detector array for radioactive ion beam facilities*. Progress in particle and nuclear physics, **46** (1), 389–398 (2001).
- [EV89] H. Ejiri and J. A. de Voigt. *Gamma-ray and electron spectroscopy in nuclear physics*. Oxford Studies in Nuclear Physics Series, (Clarendon Press, 1989).
- [FGS⁺12] E. Fiori, G. Georgiev, A. Stuchbery, A. Jungclaus, D. Balabanski, A. Blazhev, S. Cabaret et al. *First $g(2^+)$ measurement on neutron-rich ^{72}Zn , and the high-velocity transient field technique for radioactive heavy-ion beams*. Physical Review C, **85**, 034334 (2012).
- [FHK⁺00] V. Fedoseyev, G. Huber, U. Köster, J. Lettry, V. Mishin, H. Ravn and V. Sebastian. *The ISOLDE laser ion source for exotic nuclei*. Hyperfine Interactions, **127**, 409–416 (2000).
- [FHK⁺01] S. Franchoo, M. Huyse, K. Kruglov, Y. Kudryavtsev, W. Mueller, R. Raabe, I. Reusen et al. *Monopole migration in $^{69,71,73}\text{Cu}$ observed from β decay of laser-ionized $^{68-74}\text{Ni}$* . Physical Review C, **64**, 054308 (2001).
- [Fir96] R. B. Firestone. *Table of isotopes - 8th edition*, (Wiley Interscience, 1996).
- [FJP79] C. Fahlander, K. Johansson and G. Possnert. *Transient magnetic field g-factor measurements of 2^+ in $^{64,66,68,70}\text{Zn}$* . Zeitschrift für Physik A, **291** (2), 93–96 (1979).
- [FVA⁺09] K. T. Flanagan, P. Vingerhoets, M. Avgoulea, J. Billowes, M. L. Bissell, K. Blaum, B. Cheal et al. *Nuclear Spins and Magnetic Moments of*

- $^{71,73,75}\text{Cu}$: *Inversion of $\pi 2p_{3/2}$ and $\pi 1f_{5/2}$ Levels in ^{75}Cu* . Physical Review Letters, **103**, 142501 (2009).
- [GAB⁺07] C. Guénaut, G. Audi, D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, P. Delahaye, F. Herfurth et al. *High-precision mass measurements of nickel, copper, and gallium isotopes and the purported shell closure at $N = 40$* . Physical Review C, **75**, 044303 (2007).
- [GBB⁺98] R. Grzywacz, R. Béraud, C. Borcea, a. Emsallem, M. Glogowski, H. Grawe, D. Guillemaud-Mueller et al. *New island of μs isomers in neutron-rich nuclei around the $Z = 28$ and $N = 40$ shell closures*. Phys. Rev. Lett., **81**, 766–769 (1998).
- [GEA] GEANT4. Homepage of the GEANT4 Collaboration. Can be downloaded at <http://geant4.cern.ch>.
- [GJB⁺10] A. Gade, R. Janssens, T. Baugher, D. Bazin, B. Brown, M. Carpenter, C. Chiara et al. *Collectivity at $N = 40$ in neutron-rich ^{64}Cr* . Physical Review C, **81**, 051304R (2010).
- [GKK⁺78] M. Goldberg, W. Knauer, G. Kumbartzki, K.-H. Speidel, J. Adloff and J. Gerber. *Precession measurements on nuclear-excited C-, O- and F- ions recoiling in polarized iron and nickel*. Hyperfine Interactions, **4** (1-2), 262–267 (1978).
- [GL01] H. Grawe and M. Lewitowicz. *Shell structure of nuclei far from stability*. Nuclear Physics A, **693** (1-2), 116 – 132 (2001).
- [GM48] M. Goeppert-Mayer. *On closed shells in nuclei I*. Physical Review, **74**, 235–239 (1948).
- [GM49] M. Goeppert-Mayer. *On closed shells in nuclei. II*. Physical Review, **75**, 1969–1970 (1949).
- [GSB⁺13] G. Gürdal, E. Stefanova, P. Boutachkov, D. Torres, G. Kumbartzki, Y. Sharon, L. Zamick et al. *Measurements of $g(4_1^+, 2_2^+)$ in $^{70,72,74,76}\text{Ge}$: Systematics of low-lying structures in $30 \leq Z \leq 40$ and $30 \leq N \leq 50$ nuclei*. Physical Review C, **88**, 014301 (2013).
- [HJM⁺87] K. Heyde, J. Jolie, J. Moreau, J. Ryckebusch, M. Waroquier, P. Van Duppen, M. Huyse et al. *A shell-model description of 0^+ intruder states in even-even nuclei*. Nuclear Physics A, **466** (2), 189 – 226 (1987).
- [HJS49] O. Haxel, J. H. D. Jensen and H. E. Suess. *On the “Magic Numbers” in nuclear structure*. Physical Review, **75**, 1766–1766 (1949).

- [HKS⁺00] D. Habs, O. Kester, T. Sieber, H. Bongers, S. Emhofer, P. Reiter, P. Thirolf et al. *The REX-ISOLDE project*. Hyperfine Interactions, **129**, 43–66 (2000).
- [HOMHJ09] M. Honma, T. Otsuka, T. Mizusaki and M. Hjorth-Jensen. *New effective interaction for f_5pg_9 -shell nuclei*. Physical Review C, **80**, 064323 (2009).
- [HRM⁺84] J. Hamilton, A. Ramayya, C. Maguire, R. Piercey, R. Bengtsson, P. Moller, J. Nix et al. *Effects of reinforcing shell gaps in the competition between spherical and highly deformed shapes*. Journal of Physics G: Nuclear Physics, **10** (5), L87 (1984).
- [HRT⁺97] D. Habs, D. Rudolph, P. Thirolf, C. Fischbeck, C. Gund, D. Schwalm, J. Eberth et al. *Physics with Ge-Miniball-arrays*. Progress in Particle and Nuclear Physics, **38** (1), 111–126 (1997).
- [HSA⁺05] P. T. Hosmer, H. Schatz, A. Aprahamian, O. Arndt, R. R. C. Clement, A. Estrade, K.-L. Kratz et al. *Half-life of the doubly magic r -process nucleus ^{78}Ni* . Physical Review Letters, **94**, 112501 (2005).
- [HWA⁺84] O. Häusser, D. Ward, H. Andrews, P. Taras, B. Haas, M. Deleplanque, R. Diamond et al. *Spin precession of unresolved high-spin states in $^{153-156}\text{Dy}$* . Physics Letters, **144B** (5-6), 341–345 (1984).
- [IAM⁺02] T. Ishii, M. Asai, a. Makishima, I. Hossain, P. Kleinheinz, M. Ogawa, M. Matsuda et al. *Gamma-ray spectroscopy of the neutron-rich Ni region through heavy-ion deep-inelastic collisions*. The European Physical Journal A, **13** (1-2), 15–19 (2002).
- [ISO] ISOLDE. Homepage of the ISOLDE facility.
<http://isolde.web.cern.ch/isolde>.
- [JRE⁺06] E. K. Johansson, D. Rudolph, J. Ekman, C. Fahlander, C. Andreoiu, M. A. Bentley, M. P. Carpenter et al. *Gamma-ray spectroscopy of the doubly magic nucleus ^{56}Ni* . The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, **27**, 157–165 (2006).
- [KBKT⁺12] G. Kumbartzki, N. Benczer-Koller, D. Torres, B. Manning, P. O'Malley, Y. Sharon, L. Zamick et al. *Transient field g factor and mean-life measurements with a rare isotope beam of ^{126}Sn* . Physical Review C, **86**, 034319 (2012).
- [KCBK⁺04] G. Kumbartzki, J. Cooper, N. Benczer-Koller, K. Hiles, T. Mertzimekis, M. Taylor, K.-H. Speidel et al. *First g factor measurement using a radioactive ^{76}Kr beam*. Physics Letters B, **591** (3-4), 213–219 (2004).

- [KFJ⁺92] E. Kugler, D. Fiander, B. Johnson, H. Haas, A. Przewloka, H. Ravn, D. Simon et al. *The new CERN-ISOLDE on-line mass-separator facility at the PS-Booster*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **70** (1-4), 41–49 (1992).
- [Kra88] K. S. Krane. *Introductory nuclear physics - 2nd edition*, (John Wiley & Sons, Inc., 1988).
- [KSE⁺00] O. Kenn, K.-H. Speidel, R. Ernst, J. Gerber, P. Maier-Komor, N. Benczer-Koller, G. Kumbartzki et al. *Particle detection for future g factor measurements of Coulomb excited radioactive beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **171** (4), 589–596 (2000).
- [KSE⁺03] O. Kester, T. Sieber, S. Emhofer, F. Ames, K. Reisinger, P. Reiter, P. Thierolf et al. *Accelerated radioactive beams from REX-ISOLDE*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **204** (1), 20–30 (2003).
- [Kug00] E. Kugler. *The ISOLDE facility*. Hyperfine Interactions, **129**, 23–42 (2000).
- [Kum72] K. Kumar. *Intrinsic quadrupole moments and shapes of nuclear ground states and excited states*. Physical Review Letters, **28**, 249–253 (1972).
- [LCC⁺87] C. Lister, M. Campbell, A. Chishti, L. Goettig, R. Moscrop, B. Varley, A. James et al. *Gamma radiation from the $N = Z$ nucleus $^{80}_{40}\text{Zr}_{40}$* . Physical Review Letters, **59**, 1270 (1987).
- [LGO⁺10] J. Ljungvall, A. G3rgen, A. Obertelli, W. Korten, E. Cl3ment, G. de France, A. B3rger et al. *Onset of collectivity in neutron-rich Fe isotopes: Toward a new island of inversion?* Physical Review C, **81**, 061301R (2010).
- [LM83] R. Lombard and D. Mas. *Shell effects at Z or $N = 40$: The example of ^{68}Ni* . Physics Letters B, **120** (1-3), 23 – 26 (1983).
- [LNPS10] S. Lenzi, F. Nowacki, A. Poves and K. Sieja. *Island of inversion around ^{64}Cr* . Physical Review C, **82**, 054301 (2010).
- [LOG⁺13] C. Louchart, A. Obertelli, A. G3rgen, W. Korten, D. Bazzacco, B. Birkenbach, B. Bruyneel et al. *Collective nature of low-lying excitations in $^{70,72,74}\text{Zn}$ from lifetime measurements using the AGATA spectrometer demonstrator*. Physical Review C, **87**, 054302 (2013).
- [LSS⁺05] J. Leske, K.-H. Speidel, S. Schielke, O. Kenn, D. Hohn, J. Gerber and P. Maier-Komor. *Experimental g factors and $B(E2)$ values of $2^+_1, 4^+_1, 2^+_2$, and*

- 3_1^- states in ^{64}Zn and ^{68}Zn compared to shell model predictions. *Physical Review C*, **71**, 034303 (2005).
- [LTN⁺03] K. Langanke, J. Terasaki, F. Nowacki, D. Dean and W. Nazarewicz. *How magic is the magic ^{68}Ni nucleus?* *Physical Review C*, **67**, 044314 (2003).
- [MBF⁺00] W. Mueller, B. Bruyneel, S. Franchoo, M. Huyse, J. Kurpeta, K. Kruglov, Y. Kudryavtsev et al. *β decay of ^{66}Co , ^{68}Co and ^{70}Co .* *Physical Review C*, **61**, 054308 (2000).
- [MBKH⁺01] T. Mertzimekis, N. Benczer-Koller, J. Holden, G. Jakob, G. Kumbartzki, K.-H. Speidel, R. Ernst et al. *First measurements of g factors in the even Kr isotopes.* *Physical Review C*, **64**, 024314 (2001).
- [Mes] Mesytec, *mesytec GmbH & Co. KG*.
<http://www.mesytec.com>.
- [MGS⁺09] D. Mcher, G. Gürdal, K.-H. Speidel, G. Kumbartzki, N. Benczer-Koller, S. Robinson, Y. Sharon et al. *Nuclear structure studies of ^{70}Zn from g -factor and lifetime measurements.* *Physical Review C*, **79**, 054310 (2009).
- [Mic] Micron, *Micron Semiconductor Ltd*.
<http://www.micronsemiconductor.co.uk>.
- [MIN] MINIBALL. Homepage of the MINIBALL Collaboration.
http://www.miniball.york.ac.uk/wiki/Main_Page.
- [Mor80] I. Morrison. *Nuclear Systematics in the Interacting Boson (IBA) Model.* *Australian Journal of Physics*, **33** (5), 801–820 (1980).
- [MSBKT03] T. Mertzimekis, A. Stuchbery, N. Benczer-Koller and M. Taylor. *Systematics of first 2^+ state g factors around mass 80.* *Physical Review C*, **68**, 054304 (2003).
- [MSL⁺10] K. Moschner, K.-H. Speidel, J. Leske, C. Bauer, C. Bernards, L. Bettermann, M. Honma et al. *New measurement of the ^{68}Zn (4^+) g factor combined with a reanalysis of previous data.* *Physical Review C*, **82**, 014301 (2010).
- [MY68] J. B. Marion and F. C. Young. *Nuclear reaction analysis: Graphs and tables*, (North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 1968).
- [Nat] National Nuclear Data Center (NNDC).
<http://www.nndc.bnl.gov>.

- [Nil55] S. Nilsson. Matematisk-Fysiske Meddelelser Konglige Danske Videnskaber-nes Selskab, **29**, 1 (1955).
- [NMF⁺12] M. Niikura, B. Mougnot, S. Franchoo, I. Matea, I. Stefan, D. Verney, F. Azaiez et al. *First direct lifetime measurement of the 2_1^+ state in $^{72,74}\text{Zn}$: New evidence for a shape transition between $N=40$ and $N=42$ close to $Z=28$* . Physical Review C, **85**, 054321 (2012).
- [NPA⁺05] H. Nassar, M. Paul, I. Ahmad, D. Berkovits, M. Bettan, P. Collon, S. Dababneh et al. *Stellar (n,γ) cross section of ^{62}Ni* . Physical Review Letters, **94**, 092504 (2005).
- [NSK⁺74] E. Nolte, Y. Shida, W. Kutschera, R. Prestele and H. Morinaga. *Investigation of neutron deficient nuclei in the region $28 < N, Z < 50$ with the help of heavy ion compound reactions*. Zeitschrift für Physik, **268** (3), 267–288 (1974).
- [OAIT78] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello and I. Talmi. *Shell model description of interacting bosons*. Physics Letters B, **76** (2), 139 – 143 (1978).
- [PCH⁺12] B. Pritychenko, J. Choquette, M. Horoi, B. Karamy and B. Singh. *An update of $B(E2)$ evaluation for $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ transitions in even-even nuclei near $N \sim Z \sim 28$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables, **98** (4), 798–811 (2012).
- [PIB⁺09] D. Pauwels, O. Ivanov, N. Bree, J. Büscher, T. Cocolios, M. Huyse, Y. Kudryavtsev et al. *Structure of $^{65,67}\text{Co}$ studied through the β decay of $^{65,67}\text{Fe}$ and a deep-inelastic reaction*. Physical Review C, **79**, 044309 (2009).
- [Rad00] D. C. Radford.
<http://radware.phy.ornl.gov/gf3/gf3.html> (2000).
- [RDI⁺11] W. Rother, A. Dewald, H. Iwasaki, S. Lenzi, K. Starosta, D. Bazin, T. Baugher et al. *Enhanced quadrupole collectivity at $N = 40$: The case of neutron-rich Fe isotopes*. Physical Review Letters, **106** (2), 022502 (2011).
- [REX] REX-ISOLDE. Homepage of the REX-ISOLDE Post-Accelerator.
<http://isolde.web.cern.ch/isolde/REX-ISOLDE/index.html>.
- [RIL] RILIS. Homepage of the RILIS Project.
<http://isolde-project-rilis.web.cern.ch/isolde-project-rilis/>.
- [RLL⁺12] F. Recchia, S. M. Lenzi, S. Lunardi, E. Farnea, a. Gadea, N. Mărginean, D. R. Napoli et al. *Spectroscopy of odd-mass cobalt isotopes toward the N*

- = 40 subshell closure and shell-model description of spherical and deformed states. *Physical Review C*, **85**, 064305 (2012).
- [Rot59] M. Rotenberg. *The 3-j and 6-j symbols*, (Technology Press, Massachusetts Institute of Technology, 1959).
- [RSA95] P. Regan, A. Stuchbery and S. Anderssen. *Measurement of the g-factor of the yrast 10^+ state in ^{110}Cd* . *Nuclear Physics A*, **591** (3), 533–547 (1995).
- [Sat80] G. R. Satchler. *Introduction to nuclear reactions*, (The Macmillan Press LTD, 1980).
- [SBKK⁺98] K.-H. Speidel, N. Benczer-Koller, G. Kumbartzki, C. Barton, A. Gelberg, J. Holden, G. Jakob et al. *Shell closure effects in the stable $^{74-82}\text{Se}$ isotopes from magnetic moment measurements using projectile excitation and the transient field technique*. *Physical Review C*, **57**, 2181 (1998).
- [SD81] M. Sambataro and A. Dieperink. *G-factors in the neutron-proton interacting boson approximation*. *Physics Letters B*, **107** (4), 249 – 252 (1981).
- [SDM⁺06] A. Stuchbery, A. Davies, P. Mantica, P. Davidson, A. Wilson, A. Becerril, B. Brown et al. *Shell structure underlying the evolution of quadrupole collectivity in ^{38}S and ^{40}S probed by transient-field g-factor measurements on fast radioactive beams*. *Physical Review C*, **74**, 054307 (2006).
- [SDMVDH04] N. Smirnova, A. De Maesschalck, A. Van Dyck and K. Heyde. *Shell-model description of monopole shift in neutron-rich Cu*. *Physical Review C*, **69**, 044306 (2004).
- [SGB⁺08] I. Stefanescu, G. Georgiev, D. Balabanski, N. Blasi, A. Blazhev, N. Bree, J. Cederkäll et al. *Interplay between single-particle and collective effects in the odd-A Cu isotopes beyond $N=40$* . *Physical Review Letters*, **100**, 112502 (2008).
- [Sie65] K. Siegbahn. *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy*. v. 1, (North-Holland Pub. Co., 1965).
- [SKG⁺97] K.-H. Speidel, L. Kleinen, A. Gohla, R. Ernst, H. Busch, G. Jakob, U. Grabow et al. *Transient field measurements on light and heavy ions in amorphous iron-boron compounds*. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, **358** (4), 389–393 (1997).
- [SKN02] K.-H. Speidel, O. Kenn and F. Nowacki. *Magnetic moments and nuclear structure*. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **49** (1), 91–154 (2002).

- [SLD⁺02] O. Sorlin, S. Leenhardt, C. Donzaud, J. Duprat, F. Azaiez, F. Nowacki, H. Grawe et al. *⁶⁸Ni: Magicity versus Superfluidity*. Physical Review Letters, **88**, 092501 (2002).
- [SMB⁺80] N. Shu, D. Melnik, J. Brennan, W. Semmler and N. Benczer-Koller. *Velocity dependence of the dynamic magnetic field acting on swift O and Sm ions*. Physical Review C, **21**, 1828 (1980).
- [SRD⁺11] M. Seidlitz, P. Reiter, A. Dewald, O. Möller, B. Bruyneel, S. Christen, F. Finke et al. *Precision lifetime measurements of the first 2⁺ and 4⁺ states in ⁵⁶Cr at the N = 32 subshell closure*. Physical Review C, **84**, 034318 (2011).
- [SRG82] A. J. Sherlock, E. M. Roebuck and M. G. Godfrey. *Calculus: Pure and Applied*, (Edward Arnold (Publishers) Ltd, 1982).
- [SRI] SRIM. Homepage of the Stopping and Range of Ions in Matter program. Can be downloaded at <http://www.srim.org>.
- [SS07] A. Stuchbery and N. Stone. *Recoil in vacuum for Te ions: Calibration, models, and applications to radioactive-beam g-factor measurements*. Physical Review C, **76**, 034307 (2007).
- [SSD⁺05] N. Stone, A. Stuchbery, M. Danchev, J. Pavan, C. Timlin, C. Baktash, C. Barton et al. *First nuclear moment measurement with radioactive beams by the Recoil-in-Vacuum technique: The g-factor of the 2₁⁺ state in ¹³²Te*. Physical Review Letters, **94**, 192501 (2005).
- [SSDP84] M. Sambataro, O. Scholten, A. Dieperink and G. Piccitto. *On magnetic dipole properties in the neutron-proton {IBA} model*. Nuclear Physics A, **423** (2), 333 – 349 (1984).
- [Sto11] N. Stone. *Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments*. INDC International Nuclear Data Committee (Nuclear Data Services), **0594** (April), 1–148 (2011).
- [Stu03] A. Stuchbery. *γ-ray angular distributions and correlations after projectile-fragmentation reactions*. Nuclear Physics A, **723** (1-2), 69–92 (2003).
- [Tal93] I. Talmi. *Simple models of complex nuclei: The Shell Model and Interacting Boson Model*, (Harwood Academic Publishers, 1993).
- [Tay97] J. R. Taylor. *An introduction to error analysis - 2nd edition*, (University Science Books, 1997).

- [TJF⁺99] C. Teich, A. Jungclaus, V. Fischer, D. Kast, K. Lieb, C. Lingk, C. Ender et al. *Measurement of g factors in $^{84,86}\text{Zr}$ and ^{87}Nb by the recoil distance transient field $\gamma - \gamma$ coincidence technique.* Physical Review C, **59**, 1943 (1999).
- [VAA⁺07] J. Van de Walle, F. Aksouh, F. Ames, T. Behrens, V. Bildstein, A. Blazhev, J. Cederkäll et al. *Coulomb excitation of neutron-rich Zn isotopes: First observation of the 2_1^+ state in ^{80}Zn .* Physical Review Letters, **99**, 142501 (2007).
- [VAB⁺09] J. Van de Walle, F. Aksouh, T. Behrens, V. Bildstein, A. Blazhev, J. Cederkäll, E. Clément et al. *Low-energy Coulomb excitation of neutron-rich zinc isotopes.* Physical Review C, **79**, 014309 (2009).
- [Van06] J. Van de Walle. *Coulomb excitation of neutron rich Zn isotopes.* Ph.D. thesis, Institut voor Kern - en Strahlingsfysika, KU Leuven (2006).
- [V.I93] V.I. Mishin and V.N. Fedoseyev and H.-J. Kluge and V.S. Letokhov and H.L. Ravn and F. Scheerer and Y. Shirakabe and S. Sundell and O. Tengblad. *Chemically selective laser ion-source for the CERN-ISOLDE on-line mass separator facility.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **73** (4), 550 – 560 (1993).
- [Wal11] J. Walker. *Magnetic moment measurements in stable Sn isotopes using the transient field technique after Coulomb excitation in inverse kinematics.* Ph.D. thesis, Instituto de Estructura de la Materia, IEM-CSIC and UAM (2011).
- [War12] N. Warr. *MINIBALL electronics for 2012.* http://www.ikp.uni-koeln.de/~warr/doc/electronics_Apr2012.pdf (2012).
- [WC87] A. Wolf and R. Casten. *Effective valence proton and neutron numbers in transitional $A \approx 150$ nuclei from $B(E2)$ and g -factor data.* Physical Review C, **36**, 851–854 (1987).
- [WJ56] L. Wilets and M. Jean. *Surface oscillations in even-even nuclei.* Physical Review, **102** (3), 788–796 (1956).
- [WJL⁺11] J. Walker, A. Jungclaus, J. Leske, K.-H. Speidel, A. Ekström, P. Boutachkov, J. Cederkäll et al. *Magnetic moments of the first excited 2^+ states in the semi-magic $^{112,114,116,122,124}\text{Sn}$ isotopes.* Physical Review C, **84**, 014319 (2011).

- [Won98] S. S. M. Wong. *Introductory nuclear physics*. A Wiley-Interscience publication, (Wiley, 1998).
- [WSC93] A. Wolf, O. Scholten and R. Casten. *F-spin purity of 2_1^+ states in even-even nuclei*. Physics Letters B, **312** (4), 372 – 376 (1993).
- [WSH⁺05] D. Wang, Z. Su, S. Huang, Z. Han, W. Zou and Y. Du. *The magnetic entropy changes in $Gd_{1-x}C_x$ alloys*. Journal of Alloys and Compounds, **387** (1-2), 6–8 (2005).
- [WWA⁺13] N. Warr, J. Walle, M. Albers, F. Ames, B. Bastin, C. Bauer, V. Bildstein et al. *The Miniball spectrometer*. The European Physical Journal A, **49** (3), 40 (2013).
- [WWBK85] A. Wolf, D. Warner and N. Benczer-Koller. *Effective g factors and proton-boson numbers in the vicinity of proton subshell closures*. Physics Letters B, **158** (1), 7 – 10 (1985).
- [XIA] XIA, *X-ray instrumentation associates (XIA)*.
<http://www.xia.com>.
- [Yam67] T. Yamazaki. *Tables of coefficients for angular distribution of gamma rays from aligned nuclei*. Nuclear Data Sheets. Section A, **3** (1), 1 – 23 (1967).
- [Yuk35] H. Yukawa. *On the interaction of elementary particles*. Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan, **17**, 48–57 (1935).
- [ZC91] N. Zamfir and R. Casten. *Signatures of γ softness or triaxiality in low energy nuclear spectra*. Physics Letters B, **260** (3-4), 265–270 (1991).
- [Zuk97] A. Zuker. *Large scale shell model calculations: The physics in and the physics out*, volume 482 of *Lecture Notes in Physics*, (Springer Berlin Heidelberg, 1997).